ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

С. ДЖЕЛЕПОВ, В. П. ПРИХОДЦЕВА, А. И. ФЕОКТИСТОВ и Ю. В. ХОЛЬНОВ

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ Zn^{65}*

Zn^{65} превращается в Cu^{65} путем захвата орбитальных электронов и озитронным распадом. Позитронный распад ведет на основной уровень u^{65}. Электронный захват приводит как к основному уровню Cu^{65}, так к возбужденному с энергией 1122 keV. γ-Лучами такой энергии сопро-ждается переход из возбужденного в основное состояние Cu^{65}.

Других надежно обнаруженных γ-лучей ядерного происхождения е известно. В некоторых работах утверждается наличие γ-лучей с энер-иями 210 keV [1] и 1370 keV [2]. Другие работы [3, 4] не подтверждают ого.

Кроме указанной γ-линии, спектр препарата Zn^{65} содержит слабую инию с энергией 511 keV, возникающую при аннигиляции позитронов.

Подробный обзор данных по излучению Zn^{65} дан в работе [3].

Мы поставили перед собой задачу — определить отношение интенсив-стей γ-лучей Zn^{65} ядерного и аннигиляционного происхождения, а также роверить наличие γ-лучей с энергией 210 и 1370 keV при помощи γ-спек-ометра, использующего электроны отдачи (ритрон) [5], в новых экспери-ентальных условиях [6].

На рисунке приведен экспериментальный γ-спектр Zn^{65} за вычетом она. Фон в районе 511 keV составляет 25%, а в районе 1122 keV — 0,1% эффекта. Во вставке дан в увеличенном виде участок спектра, в кото-ом находится аннигиляционная линия.

Для того чтобы из сравнения площадей и высот пиков найти отношение тенсивностей аннигиляционных и ядерных γ-лучей, необходимо было ести поправки на спектральную чувствительность прибора и на раз-чное поглощение γ-лучей в источнике. Первая описана в работе [6]; оследняя составляет ~20%.

Указанное отношение интенсивностей определялось двумя способами] — по высотам и площадям линий. Первый способ дал величину ,54±0,5)·10^{-2}, второй (6,80±0,5)·10^{-2}.

Мы принимаем

$$\frac{\gamma_{511}}{\gamma_{1122}} = (6{,}70 \pm 0{,}5)\cdot 10^{-2}.$$

Мы специально искали и не обнаружили γ-линий с энергиями 210 и 370 keV.

Если такие γ-лучи и имеются, то интенсивность их меньше, чем $5\cdot 10^{-2}$ $5\cdot 10^{-4}$ кванта на распад соответственно. Довольно высокий верхний редел в первом случае объясняется слабой чувствительностью прибора γ-лучам таких энергий.

В области энергий 1400—3000 keV у Zn^{65} нет γ-лучей, интенсивность оторых была бы больше $5\cdot 10^{-4}$ кванта на распад.

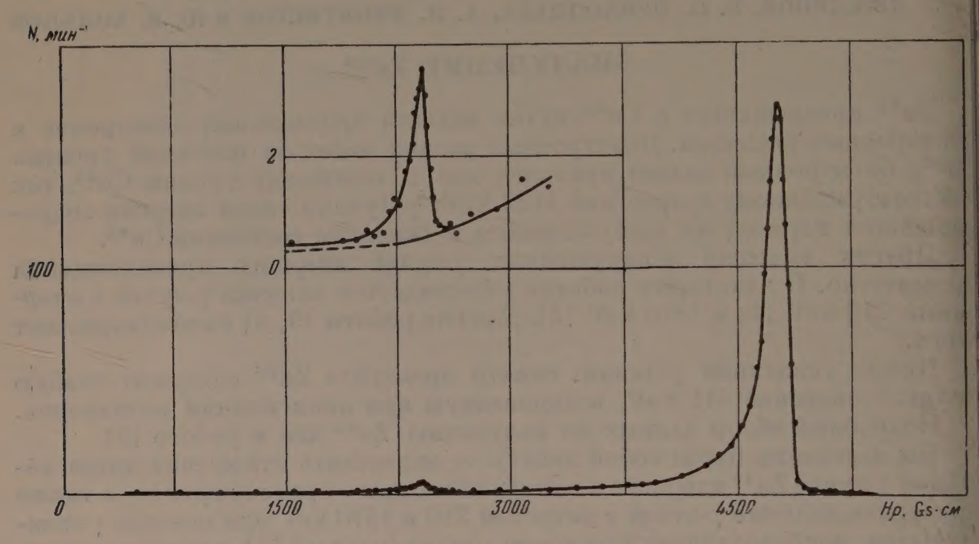
Из отношения интенсивностей аннигиляционных и ядерных γ-лучей едует: $\frac{\beta^+}{\gamma_{122}} = (3{,}35 \pm 0{,}25)\cdot 10^{-2}$, т. е. величина, согласующаяся со зна-ением, полученным в работе [3] ($3{,}0\cdot 10^{-2}$) по фотоэлектронам.

* Предварительные результаты доложены на III Всесоюзном совещании по ядер-ой спектроскопии (1953).

Коэффициент конверсии γ-лучей может быть представлен в виде

$$\alpha_{K+L} = \frac{e}{\gamma} = \frac{e}{\beta^+} \cdot \frac{\beta^+}{\gamma} .$$

Если для определения коэффициента конверсии γ-перехода 1122 keV принять e/β^+ по работе [3] $(5,5\pm0,5)\cdot10^{-3}$, а β^+/γ по нашим данным, то получим $\alpha_{K+L} = 1,84\cdot10^{-4}$ и $\alpha_K \approx 0,9\alpha_{K+L} \approx 1,66\pm0,3\cdot10^{-4}$.



Экспериментальный γ-спектр Zn^{65} (за вычетом фона)

В таблице даны теоретические значения коэффициентов конверсии, полученные интерполяцией данных Розе для случая $Z = 29$ и $E = 1122$ keV

Коэффициенты конверсии на *K*-оболочке Cu для $h\nu = 1122$ keV, согласно [7]

Тип перехода	$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	M
α_K	$(9,3-10,5)\cdot10^{-5}$	$2,03\cdot10^{-4}$	$4,4\cdot10^{-4}$	$1,94\cdot10^{-4}$	$3,74\cdot10^{-4}$

Из сравнения нашего значения с теоретическими видно, что согласие получается удовлетворительным, если считать, что γ-переход 1122 keV является переходом типа $E2$, или $M1$, или смесью $E2 + M1$.

Этот вывод свидетельствует в пользу того, что первый возбужденный уровень Cu^{65} является коллективным.

Авторы признательны дипломантам Л. С. Лебедеву и И. Б. Головановой за участие в измерениях.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина АН СССР

Цитированная литература

1. Bouchez R., Physica, 18, 1171 (1952).
2. Mann K., Rankin D., Daykin P., Phys. Rev., 76, 1749 (1949).
3. Башилов А., Антоньева Н., Бродер Д., Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 468 (1953).
4. Good M., Phys. Rev., 81, 891 (1951).
5. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 599 (1954).
6. Джелепов Б., Приходцева В., Феоктистов А., Хольнов Ю., см. настоящий номер журнала, стр. 1361.
7. Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Ed K. Siegbahn.—Amsterdam, 1955.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

. С. ДЖЕЛЕПОВ, В. П. ПРИХОДЦЕВА, А. И. ФЕОКТИСТОВ и Ю. В. ХОЛЬНОВ

γ-СПЕКТР As^{76} *

Прибор

Сложный γ-спектр As^{76} ($T = 1{,}1$ дня) изучался при помощи ритрона 1]. В 1956 г. прибор [1] был значительно усовершенствован: создан разэльный вакуум в счетчиках и в коробке спектрометра. Основная трудность эстояла в том, что счетчик, находящийся в первом фокусе прибора, имеет эльшие окна (0,8 × 3,3 см), которые заклеиваются целлофановой плен-эй. Необходимо было изготовить тонкие (∼1—2 μ) пленки, способные ыдерживать разность давлений ∼10 см рт. ст. Мы изготовили их из эллодиевой пленки толщиной 1—2 μ, которая состояла из нескольких есятков очень тонких слоев.

Счетчики наполнялись смесью $Ar + CH_4$ (по 50%) до давления 0,4 см рт. ст. Камера прибора непрерывно откачивается форвакуумным насоэм. Все остальные параметры такие :е, как в работе [1].

Рис. 1 иллюстрирует степень улучения основной характеристики приэра. На нем дана зависимость относиэльной полуширины линий от энергии старых (кривая *a*) и новых (кривая *б*) словиях.

Следует, кроме того, указать на начительное (в десятки раз) уменьшеие фона (при опущенной мишени), коэрый раньше создавался комптон-элекронами, выбитыми из газа, находиыегося в районе мишени. Это обстояэльство создает дополнительные озможности для изучения слабых иний.

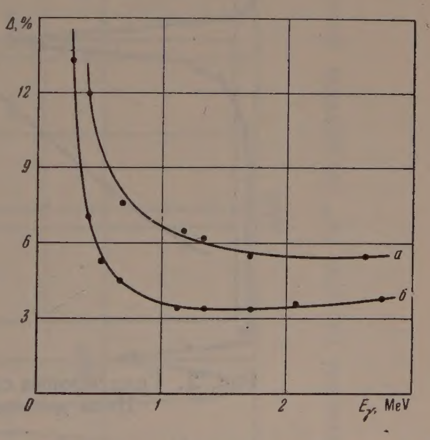


Рис. 1. Зависимость относительной полуширины линий от энергии

Прибор был заново проградуирован по энергиям (с точностью до ∼1 %) о известным γ-линиям: In^{114*}—190 keV, Hg^{203}—279, Au^{198}—412, Cu^{64}—511, s^{137}— 661, Zn^{65}— 1122, Co^{60}— 1171 и 1331, Sb^{124}— 597 и 1691, Na^{24}— 380 и 2760 keV.

Градуировка по интенсивностям является наиболее трудной задачей приборах этого типа. Поскольку на пути электронов имеется первый четчик, получение расчетной спектральной чувствительности затрудниельно. Поэтому мы градуировали спектрометр следующим образом: были змерены γ-линии препаратов, схема распада которых хорошо известна: Hg^{203} (γ-линия 279 keV), Au^{198} (412 keV), Cs^{137} (661 keV) и Co^{60} (1171 : 1331 keV).

---

* Предварительные результаты доложены на III Всесоюзном совещании по ядерной пектроскопии (1953 г.).

Абсолютная активность указанных препаратов была определена Е. А. Хольновой на калориметре ВНИИМ [2] с погрешностью от 3 до 5 % в разных случаях.

Для получения спектральной чувствительности была определена площадь каждой линии (после вычитания фона, приведения к равным интервалам энергии и введения поправок на поглощение γ-лучей и эффективность счетчиков); полученные значения разделены на активность препарата, точки нанесены на график, а затем масштаб его изменен так, чтобы при $E_\gamma = 1$ MeV спектральная чувствительность прибора S_γ была равна 1 (см. определение S_γ в [1]). Этим данным соответствуют пять левых точек на рис. 2. Две точки в жесткой области соответствуют двум каскадным γ-линиям Na^{24} (1380 и 2760 keV). Абсолютная активность Na^{24} не определялась. Мы воспользовались тем, что энергия первой γ-линии Na^{24} (1380 keV) близка к энергии второй линии Co^{60} (1331 keV). Если площадь первой линии Na^{24} изобразить точкой на продолжении кривой в жесткую

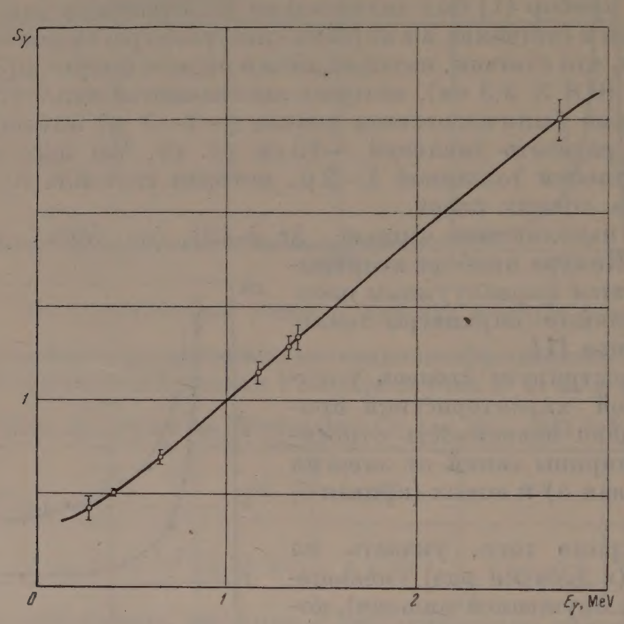


Рис. 2. Градуировка спектрометра по интенсивностям. Цена деления по оси ординат $^1/_3$

область, то площадь второй линии, выраженная в этих же единицах, укажет, как нужно проводить кривую спектральной чувствительности в жесткую область.

Указанная градуировка является также и абсолютной градуировкой. Мы можем определять число квантов любой энергии, испускаемых препаратом.

Для этого необходимо знать, что в случае γ-лучей с энергией 1022 keV, испускаемых препаратом активностью 1 Cu в количестве 1 квант на распад, прибор будет регистрировать на максимуме линии 589 совпадения в минуту.

Результаты измерений

В этих рабочих условиях был изучен γ-спектр As^{76}. Экспериментальный спектр приведен на рис. 3. Фон вычтен. Под линией 562 keV он составлял 0,7 % от эффекта, под линией 2085 keV — 0,2 %.

На рис. 3 во вставке приводится самая жесткая часть спектра As^{76}. Соответствующая серия измерений была проведена в отличных от опи-

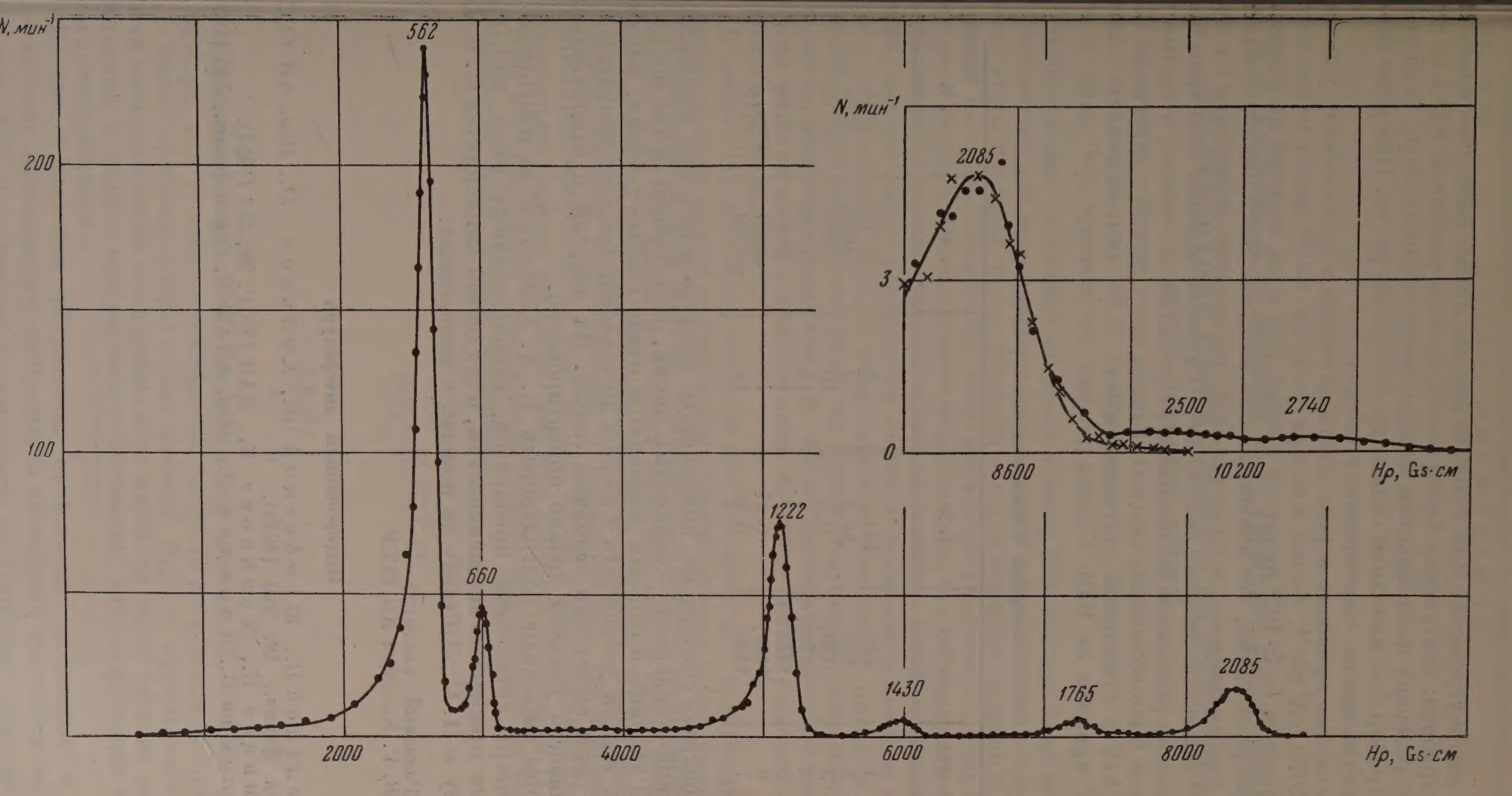


Рис. 3. Экспериментальный γ-спектр As^{76} (за вычетом фона). Цифры указывают энергию линий в keV

санных выше условиях. Для поисков слабых линий была увеличена св тосила прибора: поставлена бериллиевая мишень толщиной 400 μ (в ста дартных условиях целлофановая мишень имеет толщину 50 μ), расширен щели. Прибор был наполнен гелием до $p = 32$ см рт. ст. При этом снизи лась разрешающая способность прибора.

Крестиками приводятся результаты изучения в аналогичных условия линии 2070 keV Sb^{124}; более жесткие γ-линии Sb^{124} имеют очень малу интенсивность ($<2 \cdot 10^{-3}$ квант на распад [3]) и на спектре не видны.

Из рисунка видно, что интенсивность в случае Sb^{124} быстро падает д нуля с ростом энергии, в то время как она заметно отличается от нул для As^{76} вплоть до энергии ~2800 keV. Разность ординат спектров Sb и As^{76} можно разложить на компоненты разными способами; в частност она может быть объяснена существованием двух линий с энергиями 250 и 2750 keV и суммарной интенсивностью 0,16 (интенсивность лини 562 keV принята за 100). Сводка данных по спектру As^{76} дана в та лице.

Энергии и интенсивности γ-линий As^{76}

№ линии	*E*, keV	*I*, %	№ линии	*E*, keV	*I*, %
1	562	100	8	(1510)	0,10
2	660	14,3	9	(1620)	0,04
3	(730)	0,5	10	1765	0,72
4	(870)	0,5	11	(1850)	0,05
5	1222	12,7	12	2085	1,95
6	(1400)	0,17	13	~2500	} 0,16
7	1430	0,80	14	~2750	

Разложение спектра на компоненты производилось при использова нии линий-стандартов — одиночных линий, полученных в тех же усло виях. В таблице в скобках приводятся очень слабые γ-линии, наличи которых нельзя утверждать с полной достоверностью. Они получены ка остаток при вычитании основных линий. Их энергия и относительна интенсивность указаны только ориентировочно.

Авторы выражают благодарность Е. А. Хольновой за измерение н калориметре активности препаратов, использованных нами для гра дуировки прибора по интенсивностям, и студентам-дипломантам И. Б. Го лованову и Л. С. Лебедеву за помощь в измерениях.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина АН СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР Серия физич., 18, 599 (1954).
2. Аглинцев К., Хольнова Е., ДАН СССР, 98, 357 (1954).
3. Джелепов Б., Ярицина И., Изв. АН СССР, Серия физич., 345 (1956)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Д. Г. АЛХАЗОВ, Д. С. АНДРЕЕВ, А. П. ГРИНБЕРГ и И. Х. ЛЕМБЕРГ

ИССЛЕДОВАНИЕ КУЛОНОВСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР ИОНАМИ АЗОТА

Введение

Наблюдаемая тенденция ко все большему увеличению энергии частиц, оименяемых для кулоновского возбуждения ядер, связана с тем, что се-ние этого процесса резко возрастает с увеличением энергии бомбарди-ющей частицы. Однако эту энергию можно увеличивать только до не-торого предела, определяемого тем условием, что используемые частицы е вызывают ядерных реакций в данной мишени. Если последние имеют есто, истолкование результатов опыта и вычисление сечения кулонов-ого возбуждения сильно затрудняются: некоторые линии в спектре лучей, испускаемых мишенью во время облучения, оказываются обя-нными ядерным реакциям, а не кулоновскому возбуждению; для оугих γ-линий выход γ-квантов лишь частично связан с процессом куло-овского возбуждения.

В работе [1] показано, что если для кулоновского возбуждения ядер оспользоваться вместо протонов или α-частиц ионами азота, ускоренными о достаточно большой энергии, то можно получить бо́льшие сечения этого роцесса; в то же время при таких энергиях ионов азота практически ожно не опасаться возникновения ядерных реакций. Кроме того, с при-енением тяжелых ионов связано то преимущество, что мешающий фон виде характеристических рентгеновых лучей атомов мишени становится тносительно гораздо меньшим, чем при работе с протонами [1, 2].

При квадрупольном возбуждении поперечное сечение кулоновского озбуждения ядра дается формулой:

$$\sigma = \frac{m^2 v_f^2}{Z_2^2 e^2 \hbar^2} B_e(2) f_2(\xi), \tag{1}$$

де

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_i} \right), \tag{2}$$

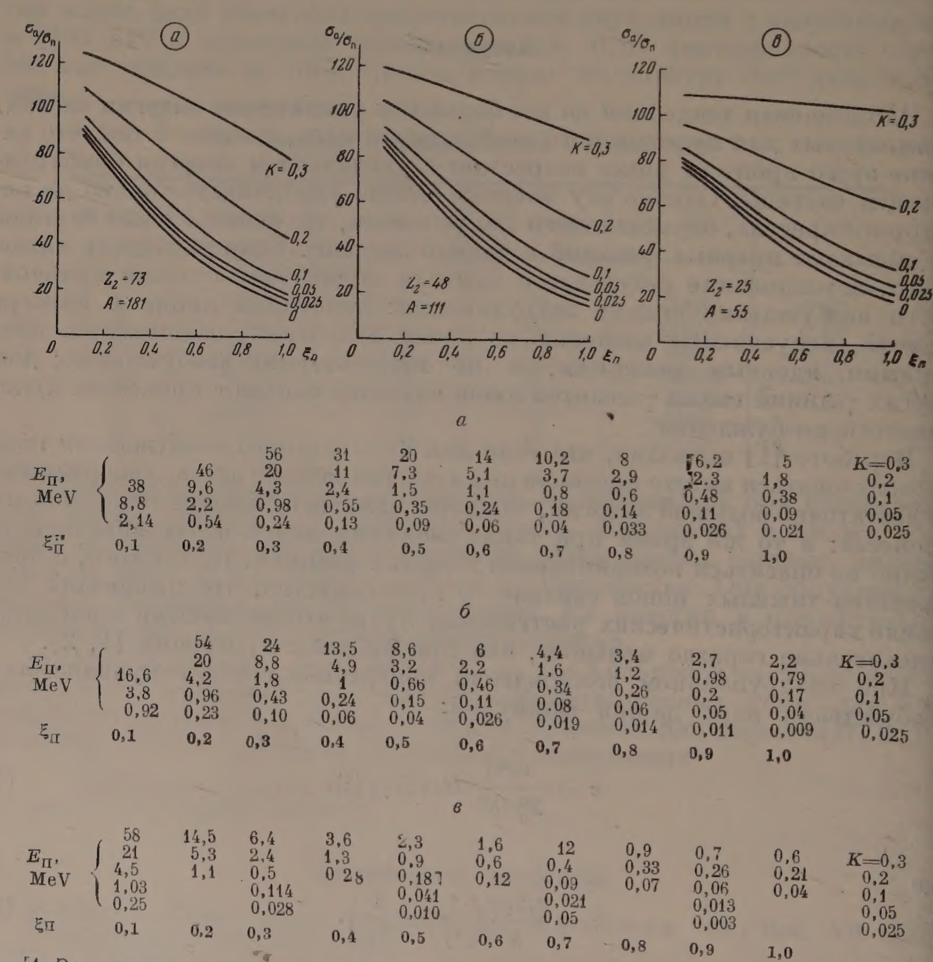
— приведенная масса бомбардирующей частицы, Z_1— число протонов ее ядре, v_i и v_f — ее относительные скорости до и после столкновения, $_2$— число протонов в ядре атома мишени, $B_e(2)$ — приведенная вероят-ость электрического квадрупольного перехода этого ядра из основного остояния в данное возбужденное состояние, $f_2(\xi)$ — функция кулонов-кого возбуждения.

На рис. 1 показаны результаты вычисления отношения $\sigma_а/\sigma_п$, где — сечение кулоновского возбуждения некоторого состояния ядра иона-и азота (N_7^{14}), $\sigma_п$ — сечение кулоновского возбуждения того же состоя-ия протонами (с другой энергией, см. ниже). Кривые $\sigma_а/\sigma_п = f(\xi_п)$ вы-ислены для трех мишеней, значительно различающихся по величине Z_2.

В каждом случае параметром семейства кривых служит величина $k = \Delta E / E_п$, где ΔE — энергия возбуждения рассматриваемого состояния ядра, $E_п$ — энергия столкновения при бомбардировке данной мишени протонами, имеющими в лабораторной системе координат кинетическую энергию $E_{1,п}$. ($E_п = \frac{m_2}{m_п + m_2} E_{1,п}$, $m_п$ — масса протона, m_2 — масса ядра атома мишени.)

При расчете значений $\sigma_а/\sigma_п$ принято, что $E_а = 7E_п$.

Каждому значению $\xi_п$ при заданном k соответствует определенная энергия $E_п$ (можно показать, что $E_п = \frac{\text{const}}{\xi_п^2}$). Некоторые значения $E_п$ отмечены на рис. 1.



а

$E_п$, MeV			56	31	20	14	10,2	8	6,2	5	K=0,3
		46	20	11	7,3	5,1	3,7	2,9	2.3	1,8	0,2
	38	9,6	4,3	2,4	1,5	1,1	0,8	0,6	0,48	0,38	0,1
	8,8	2,2	0,98	0,55	0,35	0,24	0,18	0,14	0,11	0,09	0,05
	2,14	0,54	0,24	0,13	0,09	0,06	0,04	0,033	0,026	0.021	0,025
$\xi_п$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	

б

$E_п$, MeV		54	24	13,5	8,6	6	4,4	3,4	2,7	2,2	K=0,3
		20	8,8	4,9	3,2	2,2	1,6	1,2	0,98	0,79	0,2
	16,6	4,2	1,8	1	0,66	0,46	0,34	0,26	0,2	0,17	0,1
	3,8	0,96	0,43	0,24	0,15	0,11	0.08	0,06	0,05	0,04	0,05
	0,92	0,23	0,10	0,06	0,04	0,026	0,019	0,014	0,011	0,009	0,025
$\xi_п$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	

в

$E_п$, MeV	58	14,5	6,4	3,6	2,3	1,6	12	0,9	0,7	0,6	K=0,3
	21	5,3	2,4	1,3	0,9	0,6	0,4	0,33	0,26	0,21	0,2
	4,5	1,1	0,5	0 28	0,187	0,12	0,09	0,07	0,06	0,04	0,1
	1,03		0,114		0,041		0,021		0,013		0,05
	0,25		0,028		0,010		0,05		0,003		0,025
$\xi_п$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	

Рис. 1. Зависимость отношения $\sigma_а/\sigma_п$ от $\xi_п$ при разных значениях $k = \Delta E/E_п$. Кривые 0 вычислены по формулам полуклассической теории [3, 4], пригодным при $k \to 0$.

Как видно из графиков, для $\xi_п$ в области от 0 до 1, которая охватывает все практически интересные случаи, отношение $\sigma_а/\sigma_п$ во много раз больше единицы. Например, если изучается кулоновское возбуждение первого и второго возбужденных состояний тантала ($\Delta E_1 = 0{,}137$ MeV, $\Delta E_2 = 0{,}303$ MeV), и бомбардировка мишени производится ионами азота с энергией 15,6 MeV (т. е. $E_а = 14{,}5$ MeV и $E_п \approx 2{,}1$ MeV), то $(\sigma_а/\sigma_п)_1 = 75$ и $(\sigma_а/\sigma_п)_2 = 50$.

При использовании толстой танталовой мишени отношение выхода γ-квантов с энергией 0,137 MeV при бомбардировке ионами азота с $E_а =$

4,5 MeV к выходу тех же γ-квантов при бомбардировке протонами с = 2,1 MeV равно 12 [1].

Расчет показывает, что в этих же условиях опыта отношение числа тгеновских K-квантов, возникающих за счет ионизации атомов тантала ающими частицами, к числу γ-квантов с энергией 0,137 MeV при исьзовании ионов азота должно быть в 15 раз меньше, чем при использнии протонов.

Проведенные нами опыты подтвердили изложенные выше выводы. ии было исследовано кулоновское возбуждение ядер 21 элемента ионаазота. При выборе методики измерений мы имели в виду две самостоя-ьные задачи: 1) определение энергии низших возбужденных уровней едуемых ядер и 2) вычисление значений приведенных вероятностей :) для соответствующих переходов. Зная $B_e(2)$, можно вычислить же внутренний квадрупольный момент данного ядра, если известно, данный возбужденный уровень является ротационным.

В этой статье приводятся результаты, касающиеся лишь первой из занных задач.

Описание эксперимента

Трехзарядные ионы азота с энергией 15,6 MeV были получены на цикроне Ленинградского физико-технического института Академии к СССР. Применялся ионный источник с графитовым трубчатым анои катодом из толстой танталовой проволоки (ϕ 3,5 мм), На небольшом стоянии от щели анода находился «вытягивающий электрод», привинный к одному из дуантов. питания катода использоотдельный генератор постоюго тока.

Работа производилась на веденном при помощи обычо дефлектора пучке; при и использовалась лишь неьшая часть выведенного ка (рис. 2), проходившая ез овальное отверстие высо 20 мм и шириной 10 мм астина с этим отверстием юдилась в плоскости a). Поэу пучок трехзарядных ио, летевших к мишени, был таточно однороден по энер. В этом пучке трехзаряд-

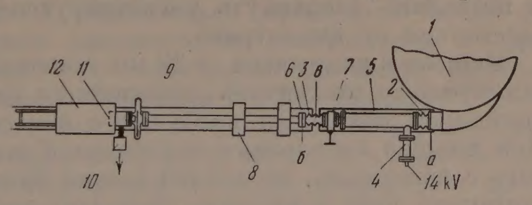


Рис. 2. Схема расположения установки (вид сверху): *1* — камера циклотрона, *2* и *3*—сильфоны, *4* — фарфоровый проходной изолятор, через который подается напряжение на одну из пластин отклоняющего конденсатора, *5* и *6* — шарнирно соединенные балки, *7* — вакуумная задвижка, закрываемая во время смены мишени, *8* — магнитные линзы, *9* — стеклянная деталь для наблюдения свечения экрана, *10*— входной каскад интегратора тока, *11* — мишень, *12* — железный корпус с ФЭУ

: частиц практически были только те ионы, которые в виде трехядных вышли из ионного источника и ускорились в циклотроне на овной частоте ускоряющего поля. Для частиц же, вышедших из ионю источника в виде однозарядных ионов, а затем потерявших за счет лкновений с молекулами остаточного газа еще два электрона, вероятть пройти сквозь весь канал дефлектора очень мала, так как для таких юв центр кривизны последнего витка орбиты лишь в исключительных чаях мог бы оказаться близким к геометрическому центру камеры.

На опыте выяснилось, что в выведенном пучке, наряду с трехзаряди, имеются и однозарядные ионы азота. Это те ионы, которые в виде юзарядных вышли из ионного источника, ускорились в циклотроне кратной частоте ускоряющего напряжения, не изменив своего за а до конца ускорения, и прошли сквозь канал дефлектора. Такие ионы ют, очевидно, ту же магнитную жесткость, что и трехзарядные, а ому их энергия в 9 раз меньше, чем у трехзарядных.

Чтобы получить экспериментальные данные, позволяющие вычисли абсолютное значение сечения кулоновского возбуждения, необходим было очистить пучок от однозарядных ионов. Энергия их настолько мал что они, попадая на мишень, не давали бы γ-лучей кулоновского возбу дения; но ток ионов на мишень представлял бы собой сумму токов одн зарядных и трехзарядных ионов при неизвестном соотношении слагаемы

Отделение трехзарядных ионов от однозарядных было осуществле при помощи отклонения в электростатическом поле. Пучок пропускал между горизонтальными пластинами плоского конденсатора, на котор подавалось напряжение $\sim$14 kV ($E \approx$ 7kV см$^{-1}$). Длина конденсато 25 см.

После конденсатора пучок трехзарядных ионов проходил через отве стие ϕ 30 мм, расположенное в плоскости *б* (рис. 2), а затем — скво систему из двух магнитных квадрупольных линз, которая фокусирова его на мишень.

Каждая линза имела следующие основные параметры: диаметр отве стия — 4 см, радиус кривизны цилиндрической поверхности полюса 2,3 см, длина линзы — 10 см, вес линзы (с обмотками) — 50 кг, сумма ное число витков в четырех обмотках $\sim$4000, ток при наилучшей фок сировке $\sim$1,8 A*. Расстояние средней плоскости первой линзы от выхо ного окна камеры циклотрона составляло $\sim$1,6 м, средние плоскост линз находились на расстоянии 50 см друг от друга, а мишень — на ра стоянии 1,25 м от средней плоскости второй линзы.

Введение магнитных линз в установку привело к увеличению инте сивности пучка ионов азота, падающих на мишень, примерно в 5 ра и позволило отодвинуть регистрирующее устройство на значительн расстояние от циклотрона.

Мишень в виде диска ϕ 28 мм помещалась на дне изолированного м таллического стаканчика, служившего цилиндром Фарадея. Перед эти цилиндром находился ползунок с нанесенным на него диском из Zn При помощи небольшого соленоида и железного сердечника, скрепле ного с ползунком, последний можно было перемещать в вакууме и ли открывать вход в цилиндр Фарадея, либо подставлять под пучок сло ZnS.

Светящееся пятно от пучка на слое ZnS наблюдалось через стен стеклянной трубки. Это устройство позволяло проверять правильнос центрирования пучка и контролировать фокусировку. При оптимальн токах в обмотках линз пятно на экране имело в высоту $\sim$ 5 мм, в шири $\sim$ 14 мм.

Балки *5* и *6* (рис. 2) были соединены между собой при помощи карда ного шарнира, который позволял поворачивать балку *6* вокруг точки в любом направлении и, таким образом, легко устанавливать систе так, чтобы пучок попадал на центральную часть мишени.

Количество электричества в падающем на мишень пучке измерял ламповым интегратором тока, который калибровался до и после ка дого измерения γ-спектра кулоновского возбуждения (для этого чер интегратор пропускался известный ток от постороннего источника э. д. с Для исключения возможных ошибок при измерении тока пучка, связанн со вторичной электронной эмиссией, перед цилиндром Фарадея бы установлено кольцо, на которое подавалось напряжение 90 V по отн шению к цилиндру. Ток трехзарядных ионов азота на мишень достиг 0,5 μA (а общий ток выведенного пучка, измеренный в плоскости (рис. 2), составлял 10—15 μA).

Возникающее во время бомбардировки мишени γ-излучение исслед валось при помощи сцинтилляционного γ-спектрометра с кристалл

* Необходимые значения токов в обмотках линз, соответствующие наилучш фокусировке пучка в зависимости от расположения плоскости фокусировки, были ус новлены в отдельных опытах.

—Tl ϕ 29 мм, высотой 13 мм. Блок-схема спектрометра показана на . 3. Фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-С и первый катодный торитель были помещены в надежную антимагнитную защиту в виде х вложенных друг в друга железных цилиндров. Источником питания ФЭУ служила сухая батарея ($U \approx 1{,}2$ kV). Подаваемое на ФЭУ напряжение контролировалось при помощи потенциометрической схемы и держивалось постоянным с точностью до 0,01%. Мощный катодный торитель по высокочастотному белю длиной ~ 50 м передавал пульсы ФЭУ на линейный усилитель с отрицательной обратной связью, ле которого импульсы попадали 50-канальный амплитудный анализатор*. В этом приборе использо- принцип преобразования амплиды в длительность. В схеме анализатора предусмотрена блокировка, ключающая на 16 мсек вход анализатора *9* от выхода усилителя *8* ле каждого принятого анализато- импульса. Только по истечении го интервала времени заканчивае- процесс амплитудного анализа пульса, завершающийся отсчетом в нумераторе одного из каналов. ычно в условиях наших опытов число N_0 импульсов, поступивших за емя опыта на вход усилителя *8*, значительно превышало число $N_б$ пульсов, принятых для анализа амплитудным анализатором *9*. Для нисления абсолютных значений σ по полученной на опыте спектромме, очевидно, необходимо знать отношение $N_б/N_0$. Поэтому в устаку были введены быстродействующий интегральный дискриминатор *12* пересчетная схема *11*, при помощи которых отсчитывалась величина N_0. щее количество срабатываний блокировки за то же время (т. е. велина $N_б$) отсчитывалось при помощи пересчетной схемы *10*.

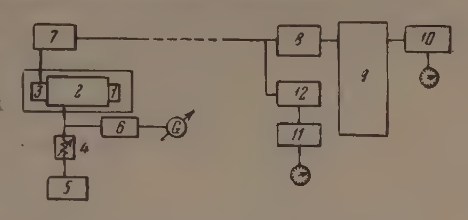


Рис. 3. Блок-схема γ-спектрометра: *1* — сцинтиллятор, *2* — ФЭУ, *3* — катодный повторитель, *4* — регулировочное сопротивление, *5* — сухая батарея, *6* — потенциометрическая схема измерения напряжения, *7* — мощный катодный повторитель, *8* — линейный усилитель, *9* — 50-канальный амплитудный анализатор, *10* и *11* — пересчетные схемы с коэффициентом пересчета 1024, *12* — интегральный дискриминатор

В схеме анализатора предусмотрена возможность введения регулируе- го смещающего напряжения U_c; амплитуда импульса, поступающего в перительное устройство, равна $U_a - U_c$, где U_a — амплитуда первонального импульса. Уровень дискриминации в дискриминаторе *11* устаівливался в каждом опыте таким образом, чтобы он совпадал с ниж- м уровнем дискриминации анализатора *9*.

Вольтовая калибровка амплитудного анализатора производилась до ждого опыта при помощи генератора импульсов (калибратора), входя- го в блок *9*, и точного вольтметра. При всех измерениях ширина капа в анализаторе была равна 1V.

Калибровка γ-спектрометра в целом производилась по γ-линиям радио- тивных препаратов: Ce^{141} (146 keV), Hg^{203} (279,5 keV), Cs^{137} (661 keV) Co^{60} (1,17 и 1,33 MeV).

Выбор того или иного препарата в каждом опыте определялся тем, о калибровочная γ-линия должна быть по энергии по возможности изка к исследуемой γ-линии.

Для характеристики разрешающей способности спектрометра можно азать, что относительная полуширина фотопика γ-линии Cs^{137} составла 9,5 %.

Отметим, что в нашей установке между мишенью и сцинтиллятором ходились следующие слои, частично поглощавшие γ-излучение из ми-

* Анализатор изготовлен Л. Н. Гальпериным.

шени: Cu — 0,19 мм, Al — 1 мм, MgO — 1 мм. В некоторых случа
мишень имела медную подложку толщиной от 80 μ до 0,5 мм (см. сл
дующий раздел), которая также являлась поглотителем γ-лучей.

Результаты измерений

Полученные нами данные об энергиях возбуждения ряда ядер ук
заны в таблице. В тех случаях, когда это известно, указано и массов
число ядра, к которому относится данный уровень.

Облучаемые ядра и энергии γ-квантов, keV *

F^{19}_{9}	125 205	Ge^{73}_{32}	72	Ag_{47}	310 409	Ta^{181}_{73}	138 301
Na^{23}_{11}	435	Se^{77}_{34}	238 452	Cd^{113}_{48} Cd^{111}_{48} Cd^{114}_{48}	279 325 543	W_{74}	112
V^{51}_{23}	320	Mo^{95}_{42} Mo^{100}_{42}	210 540	In^{115}_{49}	562	Au^{197}_{79}	286 580
Mn^{55}_{25}	127 590	Rh^{103}_{45}	295 358	J^{127}_{53}	60 205	Pb^{207}_{82}	580

При бомбардировках K, Ni, Cu, Sn и Bi никаких γ-линий не набл
далось. В этих случаях, за исключением K, облучались металлическ
мишени, и результаты измерений использованы нами для введения п
правок на тормозное излучение, возникающее при торможении ион
азота в различных мишенях (эти поправки необходимы при вычислен
абсолютных значений сечения σ).

Рассмотрим подробнее экспериментальные данные о кулоновском во
буждении по каждому из исследованных элементов.

F^{19}. Кулоновское возбуждение F^{19} подробно изучено в работе [5
в ней в качестве бомбардирующих были использованы α-частицы. Набл
дались уровни с ΔE = 109 и 196 keV. Эти уровни ранее были обнаруже
в реакции Ne^{21} $(d, \alpha)F^{19}$. В наших опытах в качестве мишени был вз
CaF_2, осажденный из взвеси в бензине на медную подложку толщин
0,35 мм. Толщина слоя CaF_2 составляла 2,3 мг см$^{-2}$.

Na^{23}. Кулоновское возбуждение Na^{23} изучалось в работах [6, 7], г
были использованы α-частицы. Обнаружена γ-линия с энергией 439 ke
Из кривой возбуждения следует, что эта γ-линия получается за сч
электрического квадрупольного возбуждения Na^{23}. Уровень с ΔE
= 440 keV был известен по данным о неупругом рассеянии протонов и не
тронов на натрии. По данным о β-распаде этот уровень не был извест
Недавно он был обнаружен Ю. А. Немиловым и В. М. Овчинниковым п
изучении β^-- распада Ne^{23} [8].

В наших опытах мишенью служил прессованный диск из NaCl толщ
ной ~130 мг см$^{-2}$ на медной подложке толщиной 0,5 мм. В контрольн
опытах с мишенью из KCl показано, что наблюденная нами γ-линия с эн
гией 435 keV принадлежит натрию, а не хлору.

V^{51}. В природном ванадии содержится 99,8 % V^{51}. Кулоновское в
буждение ванадия α-частицами исследовалось в работах [6, 9], а возбу

* Величина энергии γ-квантов определялась с точностью до 1 ÷ 3%.

ие протонами — в работе [10]. В этих работах обнаружена γ-линия нергией 320 keV, соответствующая возбужденному уровню V^{51}, изтному по данным о β-распаде и о неупругом рассеянии протонов.

В наших опытах мишень была изготовлена путем осаждения взвеси надиевой кислоты в бензине на медю подложку толщиной 0,5 мм. Толщи- мишени составляла ~20 мг см⁻².

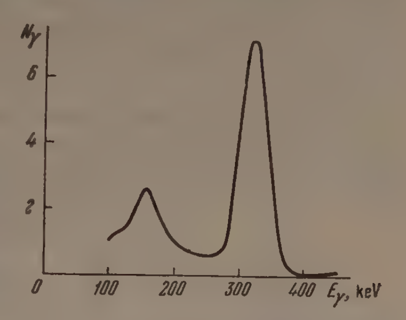


Рис. 4. γ-Спектр при кулоновском возбуждении ванадия

Полученный нами спектр представлен рис. 4. Фон от космических лучей и тормозного излучения вычтен (это же юсится и к последующим рисункам). оси ординат отложено N_γ— число оттанных сцинтилляционным счетчиком вантов, приходящееся на 1 мккул нов азота и на интервал энергий вантов шириной 10 keV.

Mn^{55}. Кулоновское возбуждение марца α-частицами изучалось в работе , а возбуждение протонами — в работе [10]. В этих работах найа γ-линия с энергией 128 keV [9] или 131 keV [10]. Ранее соответующий уровень был обнаружен при исследовании неупругого рассеян протонов [11]. В работе [10] были найдены также γ-линии с энергия- 420, 505, 650 и 975 keV, интенсивность которых относительно линии нергией 131 keV составляла от 0,2 до 0,01.

Результаты наших измерений приведены на рис. 5. Мишенью служил ый Mn толщиной ~2 мг см⁻², нанесенный путем испарения в вакууме медную подложку толщиной 150 μ.

По нашим данным, для первого уровня Mn^{55} $\Delta E = 127$ keV. В работе

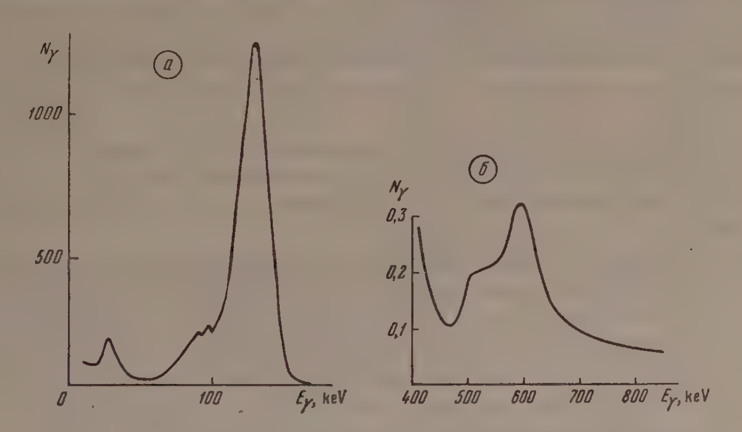


Рис. 5. γ-Спектр при кулоновском возбуждении марганца

] на основании измерения энергии конверсионных электронов, испуемых при кулоновском возбуждении Mn^{55}, дано значение $\Delta E =$ 128 keV.

На рис. 5,*б* представлены результаты, полученные при введении смеющего напряжения в амплитудный анализатор. При этом отсутствует рузка и блокирование анализатора большим количеством малых имльсов (в данном случае — импульсов, связанных с γ-квантами с $E_\gamma <$ 400 keV), так что необходимое число отсчетов, соответствующих γ-квантс $E_\gamma > 400$ keV, можно получить в значительно более короткое время. к видно из рис. 5,*б*, наблюдается γ-линия с энергией 590 keV, интенность которой (без поправки на коэффициент внутренней конверсии) тавляет 0,02 % от интенсивности γ-линии с энергией 127 keV.

Наши данные подтверждают предположение, высказанное в работ [10], что обнаруженные в этой работе γ-линии с энергиями 420, 650 975 keV связаны с ядерными реакциями, а не с кулоновским возбужде нием. Что касается линии с энергией 505 keV, то наши данные не позво ляют сделать однозначного заключения.

Ge^{73}. Природный германий состоит из смеси нескольких изотопов Кулоновское возбуждение германия α-частицами изучалось в работа [6, 9, 13].

В наших опытах в качестве мишени использован диск толщино ~0,83 мм, вырезанный из монокристалла германия. Результаты измере ний представлены на рис. 6. Спектр снимался в области энергий д 210 keV. Наблюдается γ-линия с энергие 72 keV. По данным [9, 6], E_γ=68 keV. Ка показано в работе [6], выполненной с изо топически обогащенным германием, эт линию следует приписать Ge^{73}.

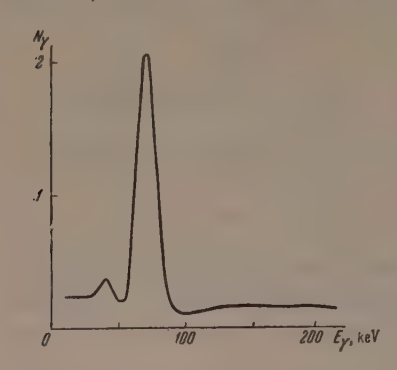


Рис. 6. γ-Спектр при кулоновском возбуждении германия

Кривая, изображенная на рис. 6, н падает до нуля в области больших E_γ. Эт указывает на то, что при бомбардировк Ge ионами азота мишень, по-видимому испускает также более жесткие γ-кванты с $E_\gamma > 210$ keV.

Se^{77}. Кулоновское возбуждение селен α-частицами изучалось в работах [6, 9 14]. По данным этих работ, энергии γ-кван тов — 244 и 457 keV. Уровень с энергие 457 keV не был известен по данным β-распаде. В работе [14], в которой были использованы мишени, обога щенные различными изотопами селена, показано, что уровни с энер гиями 244 и 457 keV принадлежат Se^{77}.

В наших опытах мишенью служил слой селена толщиной 32 мг см$^{-2}$ нанесенный путем испарения в вакууме на медную подложку толщино 80 μ.

Mo. В природном молибдене содержатся четыре четно-четных изотоп (z = 42, A = 94, 96, 98 и 100) и два четно-нечетных изотопа (A = 95 97). Это обстоятельство затрудняет приписание γ-линий, наблюдаемы при кулоновском возбуждении Mo.

В работе [9] при возбуждении Mo α-частицами найдена γ-линия с энер гией 198 keV. Примерно такая же линия (E_γ = 201 keV) известна по да ным о позитронном распаде Tc^{95} [15]. В работе [13], выполненной с изо топически обогащенными мишенями, показано, что при кулоновско возбуждении Mo^{100} наблюдается γ-линия с энергией 528 keV, а при воз буждении Mo^{98}— γ-линия с энергией 786 keV.

В наших опытах мишенью служила молибденовая фольга толщино 100 μ. Мы исследовали область энергий до 750 keV. Из сопоставлени с приведенными выше данными следует, что наблюденную нами γ-лини с энергией 210 keV надо приписать первому уровню Mo^{95}, а линию с энер гией 540 keV — первому уровню Mo^{100}.

Rh^{103}. Кулоновское возбуждение родия α-частицами изучалось в ра ботах [9, 16], а возбуждение протонами — в работе [17].

Энергии возбужденных уровней Rh, по данным [16], равны 295 357 keV, а по данным [17] — 305 и 365 keV. Такие уровни найдены и в ра боте [18], в которой изучался захват орбитальных электронов ядро Pd^{103}.

В наших опытах мишенью служил родиевый диск толщиной ~0,35 мм Мы наблюдали γ-линии с энергиями 295 и 358 keV и не наблюдали лини с энергией 440 keV, о которой сообщалось в работе [17]. Это подтверждае предположение авторов работы [17] о том, что γ-линия с энергие

keV получается не за счет кулоновского возбуждения Rh (авторы ука-ной работы приписывают эту линию результату ядерной реакции с Na^{23}).

Ag. Кулоновское возбуждение серебра протонами и α-частицами изу-ось в работах [10, 16, 17, 18]. У каждого из двух изотопов серебра — ^{07} и Ag^{109} — обнаружено по два ранее не известных уровня, энергия орых, по данным работы [16], составляет 318 и 413 keV у Ag^{107} и и 400 keV у Ag^{109}.

Так как процентное содержание обоих изотопов серебра почти одина-о, то при работе с мишенью из природного серебра следует ожидать чений $E_\gamma = 312$ и 407 keV. На опыте, по данным работы [17], в этом чае были получены значения $E_\gamma = 325$ и 427 keV, а по энергиям кон-сионных электронов [12] — значения = 320 и 420 keV.

В нашей работе использована мишень из ебряной фольги толщиной 100 μ. Мы полу-и $E_\gamma = 310$ и 409 keV.

Cd. Природный кадмий состоит из большого ла изотопов. В работах [10, 16] кулоновское буждение кадмия протонами и α-частица-детально исследовалось с применением топически обогащенных мишеней.

В нашей работе мишенью служила кад-вая фольга толщиной 0,4 мм. В спектре оновского возбуждения мы обнаружили ь три γ-линии. Мы не наблюдали γ-линий ергией 420 и 500 keV, о которых сообща-ь в работе [10].

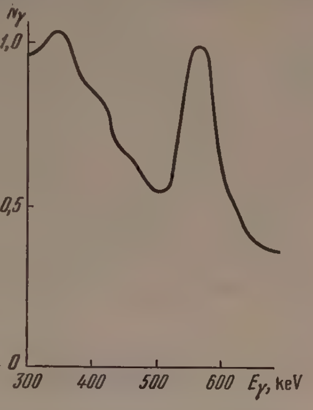


Рис. 7. γ-Спектр при кулоновском возбуждении индия

Как и в предыдущих случаях, это подтвер-ает высказанное в работе [10] предположе-, что эти γ-линии обязаны своим происхождением ядерным реак-м, а не кулоновскому возбуждению. Из сопоставления наших дан- с данными указанных работ следует, что наблюденную нами инию с энергией 297 keV следует приписать Cd^{113}, линию с энер-й ∼325 keV — Cd^{111} и линию с энергией 543 keV — Cd^{114} (воз-жно, что некоторая доля квантов с такой же энергией получается за т Cd^{113}).

In^{115}. Кулоновское возбуждение индия протонами изучалось в рабо- [9, 10]. В обеих работах обнаружен уровень с энергией ∼500 keV. В нашей работе мишенью служила индиевая фольга толщиной 80 μ медной подложке толщиной 80 μ. На рис. 7 представлен спектр куло-ского возбуждения индия ионами азота, снятый при наличии соответ-ующего смещающего напряжения в амплитудном анализаторе. На-одается γ-линия с энергией 562 keV, линии же с энергией 500 keV . Поэтому последнюю, по-видимому, следует приписать ядерным реак-м. Отметим, что, по данным о β-распаде Cd^{115}, в ядре In^{115} имеется буждённый уровень с энергией 595 keV [20].

J^{127}. Кулоновское возбуждение иода α-частицами изучалось в работе возбуждение протонами — в работе [10]. Были найдены γ-линии нергиями 57 и 200 keV, которые известны также по данным о β-рас-е. Опасаясь ядерных реакций с калием, авторы работы [10] пользо-ись в качестве мишени не иодистым калием, а иодистым свинцом. следнее вещество очень летуче даже при низких температурах, что епало авторам указанной работы вычислить сечение кулоновского воз-кдения иода. В нашей работе мишенью служил диск из KJ толщиной 50 мг см$^{-2}$, напрессованный на медную подложку толщиной 0,5 мм. ультаты измерений даны на рис. 8. В контрольных опытах с KCl азано отсутствие кулоновского возбуждения калия.

Ta^{181}. Кулоновское возбуждение тантала протонами и α-частица изучалось в ряде работ [9, 16, 17, 21, 22, 23].

В нашей работе мишенью служила танталовая фольга толщиной 110 Результаты измерений показаны на рис. 9. Пик A соответствует рент новскому K-излучению тантала с энергией 57,2 keV (по нашим данны $E = 57$ keV). На основании графиков, приведенных в работе [22], мож вычислить отношение $(I_K/I_\gamma)_п$ — отношение числа рентгеновских K-ква тов, возникающих за счет ионизац атомов тантала протонами с эне гией 2,1 MeV, к числу γ-квантов энергией 137 keV, связанных с кул новским возбуждением тантала; э отношение равно 12,4. Поэтому, с гласно расчету, указанному в вводн части этой статьи, следует ожидат что в наших опытах мы получим

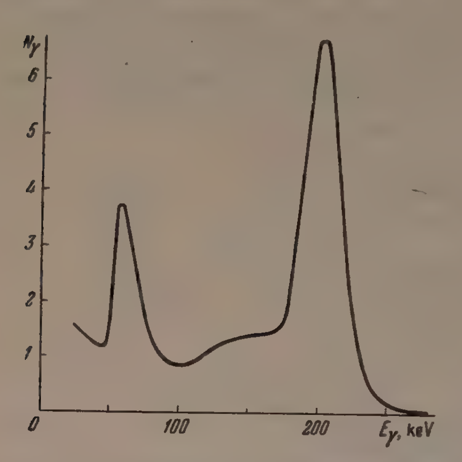


Рис. 8. γ-Спектр при кулоновском возбуждении иода

$$(I_K/I_\gamma)_a = \frac{12,4}{15} \approx 0,83.$$

Приблизительно такая величи и была найдена — мы получили опыте $\sim$0,65 (это значение найде после вычитания из общего числ K-квантов той части, которая связ на с процессом внутренней конверс на K-оболочке при переходе с ΔE= =137 keV). Полученный результат подтверждает теорию Хеннеберга, которой основывался расчет в работе [1].

Пик B соответствует возбуждению первого уровня Ta^{181} с ΔE = =137 keV. Этот уровень известен по данным о β-распаде. Спин основного с

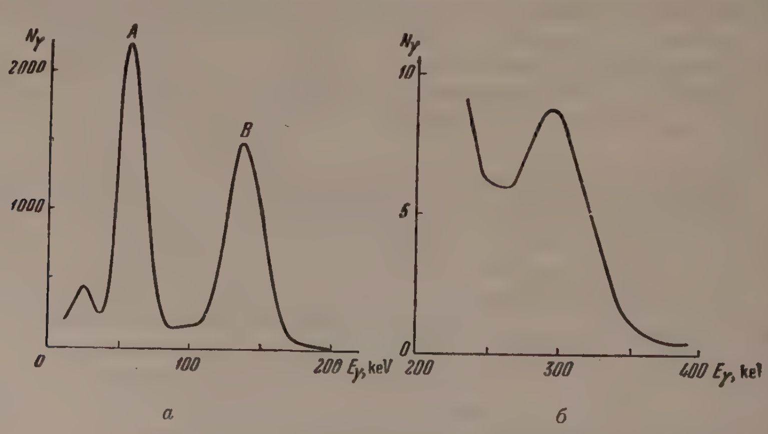


Рис. 9. γ-Спектр при кулоновском возбуждении тантала

стояния Ta^{181} равен 7/2. Если указанный возбужденный уровень являет первым ротационным уровнем, то он должен иметь спин 9/2, а втор ротационный уровень Ta^{181}— спин 11/2; для этого второго уровня, с гласно теории ротационных уровней,

$$\Delta E = 137\,\frac{20}{9} \approx 304 \text{ keV}.$$

Действительно, в работе [22] были обнаружены γ-лучи с энергией 303 ke Такой уровень ранее не был известен.

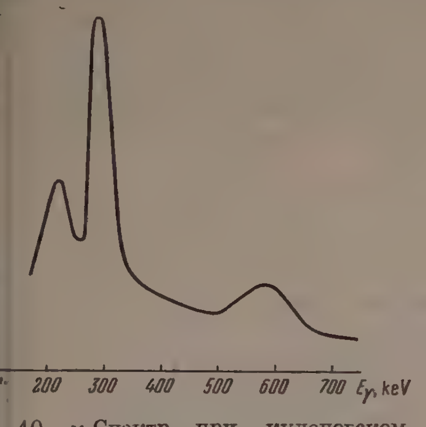
Вероятность возбуждения второго уровня Ta^{181} значительно уступа вероятности возбуждения его первого уровня. Это связано как с те

приведенная вероятность перехода на второй уровень в 4 раза меньше, для перехода на первый уровень, так и с тем, что функция $f_2(\xi)$ быстро дает с увеличением ξ. Кроме того, относительная вероятность кулонов-го возбуждения ионами азота (по сравнению со случаем возбуждения тонами) падает с увеличением энергии возбуждаемого уровня. Тем менее, вводя соответствующее смещающее напряжение в амплитудный лизатор, легко можно было наблюдать γ-лучи с энергией 301 ± 9 keV с. 9,*б*).

W. Изучение кулоновского возбуждения вольфрама с использованием топически обогащенных мишеней [24] показало, что имеются уровни $E = 101$, 112 и 124 keV, принадлежащие соответственно W^{182}, W^{184} W^{186}, и уровень с $\Delta E = 103$ keV, принадлежащий W^{183}.

В нашей работе облучался природный вольфрам в виде диска толщи- 25 μ на медной подложке толщиной 80 μ. Наблюдался широкий пик ергией 112 keV. Форма пика указывает на то, что он состоит из не-льких неразрешенных пиков.

Au^{197}. Кулоновское возбуждение золота α-частицами изучалось в ра-ах [25, 18], возбуждение протонами — в работах [17, 23, 26]. Наблю-ись линии с энергией 191, 277 и 550 keV. Из сравнения с данными о аспаде следует, что γ-кванты с энергией 191 keV излучаются при кас-ном переходе с уровня, для которого $\Delta E = 268$ keV, а γ-кванты с



10. γ-Спектр при кулоновском возбуждении золота

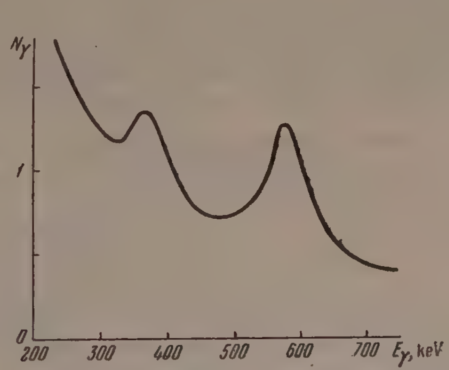


Рис. 11. γ-Спектр при кулоновском возбуждении свинца

ргией 277 keV — при переходе с уровня, для которого $\Delta E = 277$ keV. ия с энергией 550 keV соответствует возбуждению ранее неизвест- уровня Au^{197}.

В наших опытах в качестве мишени была использована золотая фольга щиной 100 μ. Результаты измерений представлены на рис. 10. Спектр мался при наличии смещающего напряжения, так что отсутствует ь спектра, связанная с испусканием характеристических рентгено- лучей золота.

Pb. До последнего времени, в связи с тем, что энергия применявшихся бомбардировки частиц была недостаточно высока, не удавалось на-дать кулоновское возбуждение свинца. Лишь недавно, при исполь-нии протонов с энергией до 5 MeV, в свинце были возбуждены уровни $E = 570$ и 810 keV [17]. Первый из них, на основании данных о β-рас-е, приписывается Pb^{207}; второй, согласно результатам облучения опически обогащенной мишени, приписан Pb^{206}.

В нашей работе γ-спектр свинца исследовался в области энергий до keV. Мишенью служила свинцовая фольга толщиной 45 μ на медной ложке толщиной 80 μ. Результаты измерений Pb представлены рис. 11. Наблюдается γ-линия с энергией 580 keV.

Как видно из рассмотрения полученных нами данных, γ-спектры ядер с $Z_2 \geqslant 9$ при бомбардировке ионами азота содержат только γ-линии, связанные с кулоновским возбуждением; никаких γ-линий, которые следовало бы приписать ядерным реакциям, мы не наблюдали.

Имеются некоторые указания на то, что при бомбардировке мишене тяжелыми ионами ядерные реакции могут идти не только путем образования составного ядра, в которое налетающая частица входит целиком, но и за счет развала этой частицы на α-частицы, протоны и нейтроны из которых одна или несколько частиц проникают в ядро мишени [27 В последнем случае порог реакции будет значительно ниже, чем это сл дует из величины кулоновского барьера, вычисленной для бомбардирую щего ядра в целом. Возможно, что если для кулоновского возбуждени ядер воспользоваться ионами азота с более высокой энергией, чем в наше случае, этот «шрапнельный эффект» начнет существенно сказыватьс и тогда преимущества работы с тяжелыми ионами будут утрачены. Выя нение вопроса о допустимой верхней границе энергии применяемых тя желых частиц в зависимости от зарядового числа ядер мишени требу отдельного экспериментального исследования.

В работах по кулоновскому возбуждению ядер протонами или α-ча стицами часто возникали помехи из-за наличия даже весьма слабых при месей легких элементов к исследуемым более тяжелым элементам. Эт связано с тем, что при исследовании последних использовались частиц с большими энергиями, так как можно было не опасаться ядерных реа ций; однако на ядрах примеси ядерные реакции могли иметь место. В на шей работе, несмотря на то, что мы не принимали мер к специально очистке веществ, взятых для изготовления мишеней, не оказалось никаки помех, которые можно было бы приписать примесям.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Гринберг А., Лемберг И., ЖЭТФ, 30, 807 (1956).
2. Hill D., Phys. Rev., 93, 923 (1954).
3. Тер-Мартиросян К., ЖЭТФ, 22, 284 (1952).
4. Alder K., Winther A., Phys. Rev., 91, 1578 (1953).
5. Sherr R., Li C., Christy R., Phys. Rev., 96, 1258 (1954).
6. Temmer G., Heydenburg N., Phys. Rev., 96, 426 (1954).
7. Temmer G., Heydenburg N., Phys. Rev., 98, 1198 (X5) (1955).
8. Овчинников В., Немилов Ю., Александрова М., Ломон сов И., см. настоящий номер журнала, стр. 1417.
9. Temmer G., Heydenburg N., Phys. Rev., 93, 351 (1954).
10. Mark H., McClell C., Goodman C., Phys. Rev., 98, 1245 (1955).
11. Hausman H., Allen A., Arthur J., Bender R., McDole Phys. Rev., 88, 1296 (1952).
12. Bernstein E., Lewis H., Phys. Rev., 99, 617 (CA7) (1955).
13. Heydenburg N., Temmer G., Phys. Rev., 99, 617 (CA 10) (1955).
14. Temmer G., Heydenburg N., Phys. Rev., 100, 961(M9) (1955).
15. Huber O., Medicus H., Preiswerk P., Steffen K., Phys. Re 73, 1211 (1948).
16. Heydenburg N., Temmer G., Phys. Rev., 95, 3, 861 (1954).
17. Stelson P., McGowan F., Phys. Rev., 99, 112 (1955).
18. Huus T., Lundén A., Phil. Mag., 45, 966 (1954).
19. Temmer G., Heydenburg N., Phys. Rev., 98, 1308 (1955).
20. Varma J., Mandeville C., Phys. Rev., 97, 977 (1955).
21. Rietjens L., Bold H., Endt P., Physica, 20, 107 (1954).
22. Huus T., Zupančič C., Mat.-fys. Meddelelson, 28, *1* (1953).
23. Goldburg W., Williamson R., Phys Rev., 95, 767 (1954).
24. McClelland C., Mark H., Goodman C., Phys. Rev., 93, 904 (195
25. Heydenburg N., Temmer G., Phys. Rev., 93, 906 (1954).
26. Cook C., Class M., Eisinger J., Phys. Rev., 96, 658 (1954).
27. Chackett K., Fremlin J., Walker D., Phyl. Mag., 45, 173 (195

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. З. ДОЛГИНОВ и И. Н. ТОПТЫГИН

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА В ЯДРЕ НА УГЛОВУЮ КОРРЕЛЯЦИЮ ПРИ β-РАСПАДЕ

Введение

Несмотря на то, что накоплен огромный материал, относящийся к спектрам, до сих пор не удалось однозначно установить вид β-взаимодействия. Дело в том, что форма разрешенных β-спектров не зависит от варианта теории, а запрещенные спектры трудно интерпретировать. Характер β-взаимодействия можно определить, исследуя угловое распределение ядер отдачи (β—ν-корреляция). Угловое распределение в этом случае анизотропно для разрешенных переходов и чувствительно к виду взаимодействия. Исследование β—ν-корреляции [1, 2] позволило установить, что β-взаимодействие является линейной комбинацией тензорного и, по всей вероятности, скалярного варианта. Однако эти опыты не могут дать сведений об относительном знаке скалярного S и тензорного взаимодействия, так как формулы содержат только квадраты матричных элементов. Псевдоскалярное взаимодействие P вовсе не дает вклада при разрешенных переходах.

Угловая корреляция между β-частицей и последующим γ-квантом отсутствует для разрешенных переходов. Для переходов первого запрещения корреляция чувствительна к варианту теории и позволяет полностью определить характер β-взаимодействия. Однако необходимость из сравнения с опытом определить несколько неизвестных матричных элементов предъявляет повышенные требования к точности опытов.

Теория угловой β—γ-корреляции дана в ряде работ [3—7]. В работе [ ] получены формулы угловой β—γ-корреляции для линейной комбинации вариантов теории, но использовано предположение о том, что волновая функция β-частицы внутри ядра равна своему значению на поверхности ядра. Это приводит к заметным ошибкам. Например, для ядра Tu^{170} наши формулы, не содержащие такого предположения, дают величину угловой корреляции, которая на ~50 % отличается от результатов [8, 9].

Релятивистская волновая функция β-частицы в поле точечного заряда стремится к ∞ при $r \to 0$. Ее значение на границе ядра заметно отличается от истинного, которое гораздо лучше можно определить путем сшивания внутреннего решения для электрона в поле размазанного положительного заряда с внешним решением. При этом волновая функция внутри ядра при $r \to 0$ стремится к 0, а не к ∞.

Одним из авторов настоящей работы получены явные выражения угловой β—ν-корреляции [10] и β—γ-корреляции [5] с учетом конечности длины волны электрона для отдельных вариантов теории.

Так как опытные данные можно объяснить только при помощи линейной комбинации различных вариантов, то мы обобщили здесь результаты [5, 10] на интересующий нас случай.

Рассмотрены два крайних случая — случай заряда, равномерно распределенного по объему ядра, и случай поверхностного заряда. Оказалось, что угловая β—γ-корреляция для этих двух случаев может отли-

чаться на ~20 % эффекта. Если менять предполагаемый радиус ядра, то угловая корреляция также меняется, и неточность радиуса может маскировать характер распределения заряда.

Предположение о постоянстве волновой функции электрона внутри ядра приводит к ошибкам также при вычислении формы β-спектра. На это впервые было указано Л. А. Сливом [11], который произвел точный расчет для отдельных вариантов теории, предполагая объемное или поверхностное распределение заряда в ядре. Позднее этот вопрос рассматривался также в работах [12—14].

1. Формулы угловой корреляции при β-распаде

Методом, который использован в работах [5, 10], производится расчет угловой β—ν- и β—γ-корреляции. Вне области ядра берем релятивистскую волновую функцию электрона в кулоновском поле точечного заряда с определенным значением импульса на бесконечности, которая построена в [15]:

$$\psi_{p\nu} = \sum_{j\mu\lambda} i^{j-\lambda+2\nu} C^{j\mu}_{lm\frac{1}{2}\nu} Y^{*}_{lm}(\vartheta_p \varphi_p)\, \psi_{j\mu\lambda} e^{-i\delta_{j\lambda}}, \tag{1}$$

где

$$\delta_{j\lambda} = \eta_{j\lambda} - \arg \Gamma(\gamma_j + i\alpha ZE/p) - \frac{\pi}{2}(\gamma_j - j + \lambda); \tag{2}$$

$$\exp[2i\eta_{j\lambda}] = \left[(i\alpha Z/p) - 2\lambda\left(j + \frac{1}{2}\right)\right] / (\gamma_j + i\alpha ZE/p), \tag{3}$$

$$\gamma_j = \pm\sqrt{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2 - (\alpha Z)^2}; \quad \hbar = c = m = 1;$$

здесь E, p — энергия и импульс электрона, q — импульс нейтрино, $\psi_{j\mu\lambda}$ — биспинорная волновая функция [16] с определенным значением полного j и орбитального $l = j + \lambda$ угловых моментов. Радиальные части $\omega_{j\mu\lambda}$, соответствующие двум возможным знакам γ_j, обозначим через $F^{\pm}_{j\lambda}$ и $G^{\pm}_{j\lambda}$. Внутри ядра решения с отрицательными γ_j не удовлетворяют граничным условиям в начале координат. Радиальные части внутренней волновой функции обозначим через $f_{j\lambda}$ и $g_{j\lambda}$. Выражения $f_{j\lambda}$ и $g_{j\lambda}$ будут разные для случаев поверхностного и объемного распределения заряда ядра. Коэффициенты сшивания внешнего и внутреннего решений войдут в формулу угловой корреляции. Обозначим их через $A_{j\lambda}$ [11]:

$$A_{j\lambda} = N_{j\lambda}(F^{-}_{j\lambda}G^{+}_{j\lambda} - F^{+}_{j\lambda}G^{-}_{j\lambda})/(F^{-}_{j\lambda}g_{j\lambda} - G^{-}_{j\lambda}f_{j\lambda}), \tag{4}$$

где

$$N_{j\lambda} = \{1 - 2C_{j\lambda}\cos(\delta^{+}_{j\lambda} - \delta^{-}_{j\lambda}) + C^2_{j\lambda}\}^{-\frac{1}{2}} \tag{5}$$

и

$$C_{j\lambda} = (f_{j\lambda}G^{+}_{j\lambda} - g_{j\lambda}F^{+}_{j\lambda})/(f_{j\lambda}G^{-}_{j\lambda} - g_{j\lambda}F^{-}_{j\lambda}). \tag{6}$$

Здесь $\delta^{\pm}_{j\lambda}$ — фазы (2), соответствующие двум знакам γ_j. Значения $F^{\pm}_{j\lambda}$, $G^{\pm}_{j\lambda}$, $f_{j\lambda}$ и $g_{j\lambda}$ в (4) надо брать на границе ядра. В формулы угловой корреляции войдут не $\delta^{\pm}_{j\lambda}$ по отдельности, а $\Delta_{j\lambda}$, определяемое формулой

$$\operatorname{tg}\Delta_{j\lambda} = (\sin\delta^{+}_{j\lambda} - C_{j\lambda}\sin\delta^{-}_{j\lambda})/(\cos\delta^{+}_{j\lambda} - C_{j\lambda}\cos\delta^{-}_{j\lambda}). \tag{7}$$

Угловая корреляция между β-частицей и нейтрино для переходов

вого порядка запрещения будет иметь вид:

$$W(\vartheta) = \sum_{n=0}^{2} \sum_{i\leqslant k} [Re(M_i M_k^*)] c_{ik}^{(n)} P_n(\cos\vartheta), \tag{8}$$

Re означает вещественную часть, M_i и M_k — матричные элементы ерехода, явный вид которых приведен в табл. 1. В (8) уже исполь-ано требование инвариантности при обращении во времени и сдвиги между матричными элементами выбраны таким образом, чтобы удов-ворить этому требованию. Величины $c_{ik}^{(n)}$ — функции от энергии β-час-ы и от заряда ядра, различные для различных вариантов теории. явный вид приведен в табл. 2. Коэффициенты $c_{ik}^{(n)}$ вычислены для ли-ных комбинаций *STP* и *VT*. Так как опытные данные противоречат дположению об аксиально-векторном варианте, то он здесь не рассма-вается.

При $Z = 0$ наши формулы переходят в формулы борновского прибли-ния, а при $Z \geqslant A^{1/3}E_{\mathrm{MeV}}$ (где E_{MeV} — полная энергия электрона в MeV) ьно от них отличаются. Например, для чистого скалярного варианта $Z = 0$ имеем

$$W(\vartheta) = (p^2 + q^2 + 2pq\cos\vartheta)\,[(1 - p/E)\cos\vartheta],$$

ри $Z \gg A^{1/3}E_{\mathrm{MeV}}$

$$W(\vartheta) \approx 1 + (p/3E)\cos\vartheta. \tag{9}$$

Для векторного варианта при $Z \gg A^{1/3}E_{\mathrm{MeV}}$ получим

$$W(\vartheta) \approx 1 - (p/3E)\cos\vartheta.$$

Аналогичный результат имеет место для всех других вариантов тео-β-распада.

В работе [10] показано, что если даже учитывать конечность длины ны электрона (в поле сферического ядра), то вид угловой β — ν-кор-яции для разрешенных переходов не будет зависеть от Z.

Выражение угловой β — γ-корреляции для переходов первого запре-ния может быть представлено в виде

$$W(\vartheta) = \sum_{n=0,2} \sum_{I\leqslant I'} \sum_{i\leqslant k} [Re(M_{Ii} M_{I'k}^*)] U_{II'}^n c_{ik}^{nII'} B_n P_n(\cos\vartheta), \tag{10}$$

$$U_{II'}^n \equiv U(Ij_1nj_2;\, j_2I') = \sqrt{(2j_2+1)(2I'+1)}\, W(Ij_1nj_2;\, j_2I'), \tag{11}$$

$W(Ij_1nj_2;\, j_2I')$ — функция Рака. Величины $c_{ik}^{nII'}$ для *STP*- и *VT*-ва-нтов теории приведены в табл. 3; $j_1 \xrightarrow{\beta} j_2 \xrightarrow{\gamma} j_3$ — моменты трех уров-ядра, участвующих в переходе. B_n относится к γ-переходу и в слу-испускания γ-кванта мультипольности 2^L и имеет вид:

$$B_n = \left[1 - \frac{n(n+1)}{2L(L+1)}\right] U(Lj_3nj_2;\, j_2L)\, C_{Lon0}^{L0}\,. \tag{12}$$

Для случая смешанного магнитного излучения мультипольности 2^L лектрического излучения мультипольности 2^{L+1} получим

$$B_n = B_n^{(L)} + |a|^2 B_n^{(L+1)} \pm 2a\sqrt{\frac{2L+3}{L+2}}\, U(L1nL;\; LL+1)\, U(j_2j_3nL + 1;\, Lj_2)\, C_{Lon0}^{L0}\,, \tag{13}$$

$B_n^{(L)}$ совпадает с (12), а $B_n^{(L+1)}$ отличается от $B_n^{(L)}$ заменой L на

$L+1$; $|a|^2$ — отношение интенсивностей электрического и магнитного и[злучения], $a = \pm|a|$, так как сдвиг фаз между матричными элемента[ми] электрического и магнитного переходов может быть 0 или π.

Если нас интересует корреляция β-частицы с конверсионным электр[о]ном, то в (10) вместе с B_n надо ввести добавочный множитель, которы[й] приведен, например, в [17] (см. также [18]).

Если наблюдаемый γ-квант не следует прямо за β-распадом, а ему пре[д]шествует в общем каскаде еще один или несколько квантов, направлен[ия] которых не определяется опытом, то в выражение (10) надо ввести множ[и]тель Q_n, который равен [19]

$$Q_n = \prod_{K=3}^{N-1} U(j_k L_k n j_{k-1};\quad j_{k-1} j_k), \qquad (1$$

где переход $j_{N-1} \to j_N$ сопровождается испусканием наблюдаемого γ-ква[н]та; L_k — мультипольности γ-квантов, испускаемых при переходах яд[ра] из состояния с моментом j_{k-1} в состояние с моментом j_k. Если в промеж[у]точных переходах испускается смешанное излучение, то складываютс[я] интенсивности, так как интерференционные члены выпадают.

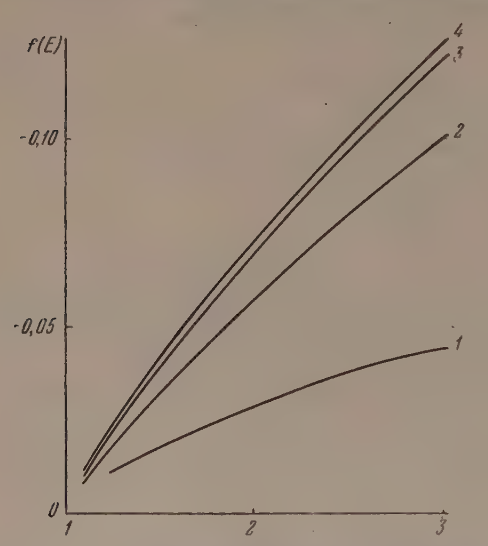


Рис. 1. Вид множителя $f(E)$ для ядра с $Z = 71$ и $A = 170$

Для иллюстрации той рол[и], какую играет правильный уч[ет] поведения волновой функци[и] электрона внутри ядра, ра[с]смотрим угловую $\beta - \gamma$-коррел[я]цию при $Z = 71$ и $A = 170$. Вз[а]имодействие электрона с кул[о]новским полем не зависит [от] величины ядерных матричн[ых] элементов. Поэтому для оценк[и] эффекта достаточно рассмотре[ть] угловую зависимость при одно[м] из матричных элементов.

Представляя $W(\vartheta)$ в ви[де] const $[1 + f(E)P_2(\cos\vartheta)]$ [и] опуская в $W(\vartheta)$ все члены, кр[о]ме относящихся к матричн[о]му элементу M_3, получим д[ля] $f(E)$ кривые, которые даны [на] рис. 1. Кривые *2* и *4* соотве[т]ствуют случаю равномерно[го] объемного распределения зар[я]да для радиусов ядра $R = 1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см и $R = 1{,}5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, а кривая *3* — случаю поверхностно[го] заряда и $R = 1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см. Наши кривые отличаются на $\sim 50\%$ от кр[и]вой *1*, которая построена по формулам работы [6] для радиуса ядра $R = 1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, где волновая функция электрона предполагалась пост[о]янной внутри ядра. Для несферических ядер орбитальный момент электр[о]на не является интегралом движения. Однако длина волны β-частицы мно[го] больше размеров ядра, поэтому вклад состояний с бóльшими l, чем [те], которые уже учтены в формулах, пренебрежимо мал. Влияние несфери[ч]ности на состояния с $l = 0$ и $l = 1$ будет различно, что может несколь[ко] изменить угловое распределение. Однако основную часть этого изм[е]нения можно учесть, слегка изменив эффективный радиус ядра.

Если оставить в формуле (8) только один член с $n = 0$ и умножить е[го] на $(2j_2 + 1)q^2\varkappa / (2j_1 + 1)108\pi^3$ (значения $\varkappa$ для объемного и поверхно[ст]ного распределения заряда даны в табл. 2), то получим выражение д[ля] β-спектра для STP- или VT-взаимодействия.

Таблица 1

Матричные элементы $M_{Ii} = \int \psi^*_{j_2m_2} \tau O^I{}_i \psi_{j_1m_1} \mathbf{dr}$;

$$O_1^1 = g_s C_1 r \beta Y_{1M}; \qquad O_2^0 = g_T C_0 r \beta (\vec{\sigma}\, \mathbf{Y}_{00}^1);$$

$$O_3^1 = g_T C_1 r \beta (\vec{\sigma}\, \mathbf{Y}_{1M}^0); \qquad O_4^2 = g_T C_2 r \beta (\vec{\sigma}\, \mathbf{Y}_{2M}^{-1});$$

$$O_5^1 = i g_T C_1 \beta (\vec{\alpha}\, \mathbf{Y}_{1M}^{-1}); \qquad O_6^1 = g_V C_1 r Y_{1M};$$

$$O_7^1 = i g_V C_1 (\vec{\alpha}\, \mathbf{Y}_{1M}^{-1}); \qquad O_8^0 = i g_p C_0 \beta \gamma_5 Y_{00};$$

$\psi_{j_1m_1}$ и $\psi_{j_2m_2}$ — волновые функции начального и конечного состояния ядра, τ — оператор, действующий на переменные изотопического спина, g — постоянные β-взаимодействия, β, γ_5, $\vec{\sigma}$ и $\vec{\alpha}$ — матрицы Дирака, $\mathbf{Y}^\lambda_{IM}$ — шаровой вектор:

$$(\vec{\sigma}\, \mathbf{Y}^\lambda_{IM}(\vartheta, \varphi)) = -\sum_{\nu=-1}^{1} C^{IM}_{I+\lambda M+\nu 1-\nu}\, \sigma_{-\nu} Y_{I+\lambda M+\nu}(\vartheta, \varphi); \qquad (15)$$

$$C_I \equiv [C^{j_2m_2}_{IMj_1m_1}]^{-1}; \quad \sigma_0 = \sigma_z, \quad \sigma_{\pm 1} = \pm 2^{-\frac{1}{2}} (\sigma_x \pm i\sigma_y),$$

$C^{j_2m_2}_{IMj_1m_1}$ — коэффициент Клебша — Жордана.

Таблица 2

$$c^{(0)}_{11}(q) = c^{(0)}_{66}(-q) = 3a_1^+ q^2 - 2a_2^+ q + 2a_4^+ + a_5^+;$$

$$c^{(0)}_{22} = 3(a_1^+ q^2 - 2a_2^+ q + a_5^+); \quad c^{(0)}_{33} = 3a_1^+ q^2 + 4a_2^+ q + a_4^+ + 2a_5^+;$$

$$c^{(0)}_{44} = 3(a_1^+ q^2 + a_4^+); \quad c^{(0)}_{55} = c^{(0)}_{77} = c^{(0)}_{88} = 27a_1^+; \quad c^{(0)}_{13} = 2\sqrt{2}(a_4^+ - a_5^+);$$

$$\sqrt{2}\, c^{(0)}_{28}(q) = \sqrt{6}\, c^{(0)}_{15}(q) = \sqrt{6}\, c^{(0)}_{67}(-q) = -\sqrt{3}\, c^{(0)}_{35}(-q) = -18\sqrt{2}(a_1^+ q - a_2^+);$$

$$c^{(0)}_{37} = -\sqrt{2}\, c^{(0)}_{56} = 6\sqrt{6}(a_1^- q + a_2^-); \quad c^{(0)}_{57} = -54 a_1^-;$$

$$c^{(0)}_{36} = 2\sqrt{2}(2a_2^- q + a_4^- + a_5^-);$$

$$3c^{(1)}_{11}(q) = -3c^{(1)}_{66}(-q) = -18a_7 q^2 + 12(a_8^+ + a_9^+) q + 2a_{10} - 8a_{11}^+ - 4a_{12};$$

$$c^{(1)}_{22} = -6(a_7 q^2 - 2a_8^+ q + a_{10}); \quad 5c^{(1)}_{44} = 6a_7 q^2 + 30a_9^+ q + 6a_{12};$$

$$3c^{(1)}_{33} = 18a_7 q^2 + 6(a_9^+ + 4a_8^+) q + 4a_{10} + 8a_{11}^+ - 2a_{12};$$

$$3c^{(1)}_{55} = -3c^{(1)}_{77} = -c^{(1)}_{88} = 54a_7; \quad c^{(1)}_{35} = -4\sqrt{6}(3a_7 q + a_8^+ + a_9^+);$$

$$3c^{(1)}_{13} = 4\sqrt{2}(3a_9^+ q - 6a_8^+ q + a_{11}^+ - a_{10} - a_{12});$$

$$c^{(1)}_{15}(q) = -c^{(1)}_{67}(-q) = 4\sqrt{3}(3a_7 q + a_8^+ - 2a_9^+);$$

$$c^{(1)}_{36} = 4\sqrt{2}(2a_8^- q + a_9^- q + a_{11}^-); \quad c^{(1)}_{56} = -4\sqrt{3}(a_8^- + 2a_9^-);$$

$$c^{(1)}_{37} = 4\sqrt{6}(a_9^- - a_8^-); \quad c^{(1)}_{28} = 36(a_7 q - a_8^+);$$

$$3c^{(2)}_{11} = -6c^{(2)}_{33} = -10c^{(2)}_{44} = -3c^{(2)}_{66} = -12a_3^+ q; \quad c^{(2)}_{36} = -4\sqrt{2} a_3^- q.$$

Все остальные $c^{(n)}_{ik}$ равны нулю.

Здесь и в дальнейшем $c_{ik}^{(n)}(-q)$ означает, что в соответствующем выражении q заменено на $-q$.

Для случая равномерного объемного распределения заряда величин $a_i^{\pm}$ равны:

$$a_1^{\pm} = \varphi_0 [(\varepsilon - 1)\beta_1 \pm (\varepsilon + 1)\beta_2]; \quad \varphi_0 = 1 - 11(\varkappa R)^2/75;$$

$$a_2^{\pm} = \varphi_4 (\beta_1 \pm \beta_2)\varkappa^2 - (3\alpha Z/10R)[(\varepsilon - 1)\beta_1 \pm (\varepsilon + 1)\beta_2];$$
$$\varphi_4 = 1 - 7(\varkappa R)^2/75;$$

$$a_3^{\pm} = \varphi_5 (\beta_7 \pm \beta_8)\varkappa^2; \qquad \varphi_5 = 1 - 4(\varkappa R)^2/35;$$

$$a_4^{\pm} = \varphi_2 [(\varepsilon - 1)\beta_3 \pm (\varepsilon + 1)\beta_4]\varkappa^2; \quad \varphi_2 = 1 - 3(\varkappa R)^2/35;$$

$$a_5^{\pm} = \varphi_1 [(\varepsilon + 1)\beta_1 \pm (\varepsilon - 1)\beta_2]\varkappa^2 - (3aZ/5R)(\beta_1 \pm \beta_2)\varkappa^2 +$$
$$+ (3\alpha Z/10R)^2 [(\varepsilon - 1)\beta_1 \pm (\varepsilon + 1)\beta_2]; \quad \varphi_1 = 1 - 2(\varkappa R)^2/35;$$

$$a_6^{\pm} = \varphi_3 [(\varepsilon + 1)\beta_7 \pm (\varepsilon - 1)\beta_8]\varkappa^2 - (3\alpha Z/10R)(\beta_7 \pm \beta_8)\varkappa^2;$$

$$a_7 = \varphi_0 \beta_5 \varkappa; \quad \varphi_3 = 1 - 12(\varkappa R)^2/175;$$

$$a_8^{+} = \varphi_4 \beta_5 \varepsilon\varkappa - (3\alpha Z/10R)\beta_5\varkappa; \quad a_8^{-} = \varphi_4 \beta_5 \varkappa;$$

$$a_9^{\pm} = \varphi_5 [(\varepsilon - 1)\beta_6 \pm (\varepsilon + 1)\beta_9]\varkappa;$$

$$a_{10} = \varphi_1 \beta_5 \varkappa^3 - (3\alpha Z/5R)\beta_5 \varepsilon\varkappa + (3\alpha Z/10R)^2 \beta_5 \varkappa;$$

$$a_{11}^{\pm} = \varphi_3 (\beta_6 \pm \beta_9)\varkappa^3 - (3\alpha Z/10R)[(\varepsilon - 1)\beta_6 \pm (\varepsilon + 1)\beta_9]\varkappa;$$

$$a_{12} = \varphi_2 \beta_{10} \varkappa^3;$$

$$\varepsilon = E + 3\alpha Z/2R; \qquad \varkappa = (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}.$$

Для случая поверхностного распределения заряда величины $a_i^{\pm}$ равны:

$$a_1^{\pm} = \varphi_0 [(\varepsilon - 1)\beta_1 \pm (\varepsilon + 1)\beta_2]; \qquad a_2^{\pm} = \varphi_2 (\beta_1 \pm \beta_2)\varkappa^2;$$

$$a_3^{\pm} = \varphi_2 (\beta_7 \pm \beta_8)\varkappa^2; \quad a_4^{\pm} = \varphi_1 [(\varepsilon - 1)\beta_3 \pm (\varepsilon + 1)\beta_4]\varkappa^2;$$

$$a_5^{\pm} = \varphi_1 [(\varepsilon + 1)\beta_1 \pm (\varepsilon - 1)\beta_2]\varkappa^2; \quad a_6^{\pm} = \varphi_1 [(\varepsilon + 1)\beta_7 \pm (\varepsilon - 1)\beta_8]\varkappa^2;$$

$$a_7 = \varphi_0 \beta_5 \varkappa; \quad a_8^{+} = \varphi_2 \beta_5 \varepsilon\varkappa; \quad a_8^{-} = \varphi_2 \beta_5 \varkappa;$$

$$a_9^{\pm} = \varphi_2 [(\varepsilon - 1)\beta_6 \pm (\varepsilon + 1)\beta_9]\varkappa; \quad a_{10} = \varphi_1 \beta_5 \varkappa^3;$$

$$a_{11}^{\pm} = \varphi_1 (\beta_6 \pm \beta_9)\varkappa^3;$$

$$a_{12} = \varphi_1 \beta_{10} \varkappa^3; \quad \varphi_0 = 1 - (\varkappa R)^2/5; \quad \varphi_1 = 1 - 3(\varkappa R)^2/25;$$

$$\varphi_2 = 1 - 4(\varkappa R)^2/25; \quad \varepsilon = E + \alpha Z/R; \quad \varkappa = (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}.$$

Величины β_i, входящие в $a_i^{\pm}$, определяются через коэффициенты сшивания (4) и фазы (7):

$$\beta_1 = A^2_{\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}}; \quad \beta_2 = A^2_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}; \quad \beta_3 = A^2_{\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}}; \quad \beta_4 = A^2_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}};$$

$$\beta_5 = A_{\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}} A_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \cos\left(\Delta_{\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}} - \Delta_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\right);$$

$$\beta_6 = A_{\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}} A_{\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}} \cos\left(\Delta_{\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}} - \Delta_{\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}}\right);$$

$$\beta_7 = A_{\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}} A_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}} \cos\left(\Delta_{\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{2}} - \Delta_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}\right);$$

$$\beta_8 = A_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} A_{\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}} \cos\left(\Delta_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} - \Delta_{\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}}\right);$$

$$\beta_9 = A_{\frac{1}{2}-\frac{1}{1}} A_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}} \cos\left(\Delta_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} - \Delta_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}\right);$$

$$\beta_{10} = A_{\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}} A_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}} \cos\left(\Delta_{\frac{3}{2}\cdot\frac{1}{2}} - \Delta_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}\right).$$

Для случая $(\alpha Z)^2 \ll 1$ и $(\alpha Z)^2 \ll p^2$ можно получить простые выра-
жния для β_i:

$$\beta_1 = p(E-1)/\varkappa(\varepsilon-1);\ \ \beta_2 = p(E+1)/\varkappa(\varepsilon+1);\ \ \beta_3 = (p/\varkappa)^3\beta_1;$$

$$\beta_4 = (p/\varkappa)^3\beta_2;\quad \beta_5 = (p/\varkappa)^2;\quad \beta_6 = (p/\varkappa)^2\beta_1\cos\omega;\quad \beta_{10} = (p/\varkappa)^4;$$

$$\beta_7 = \beta_8 = (p(\varkappa)^3\cos\omega;\quad \beta_9 = (p/\varkappa)^2\beta_2\cos\omega;\quad \omega = \operatorname{arc\,tg}\frac{\alpha ZE}{p};$$

$$\varphi_k = 1.$$

Таблица 3

Величины $c_{ik}^{0II'}$ равны величинам $c_{ik}^{(0)}$ из табл. 2.

$$(q) = 3c_{66}^{211}(-q) = -\sqrt{5}c_{34}^{212}(-q) = 3\sqrt{10}(2a_3^+q - a_4^+ - 2a_6^+);$$

$$c_{44}^{222} = -3\sqrt{7}a_4^+;\quad \sqrt{2}c_{33}^{211} = \sqrt{5}(4a_3^+q - a_4^+ + 4a_6^+);$$

$$c_{15}^{211} = 3c_{67}^{211} = \sqrt{15}c_{48}^{202} = \sqrt{10}c_{45}^{212} = 3\sqrt{2}c_{35}^{211} = -18\sqrt{30}a_3^+;$$

$$c_{24}^{202} = 6\sqrt{2}(a_3^+q - a_6^+);\quad c_{13}^{211} = 2\sqrt{5}(3a_3^+q - a_4^+ + a_6^+);$$

$$c_{14}^{212} = 6(a_3^+q + a_4^+ - a_6^+);\quad 3c_{36}^{211} = -\sqrt{5}c_{46}^{212} = -6\sqrt{5}(a_3^-q + a_4^- + a_6^-);$$

$$c_{56}^{211} = 3\sqrt{2}c_{37}^{211} = \sqrt{10}c_{47}^{212} = 18\sqrt{30}a_3^-.$$

Все остальные $c_{ik}^{nII'}$ равны нулю.

2. Сравнение с опытом и выбор ядра, подходящего для изучения угловой $\beta-\gamma$-корреляции

Эсновным требованием при выборе подходящего объекта для изучения
эвой β—γ-корреляции является возможность наиболее однозначной
эрпретации опытных фактов. Так как вариант теории β-распада не
ановлен, то не имеет большого смысла производить эти опыты с целью
еделения угловых моментов ядра. Желательно использовать ядра,
которых моменты и четности уровней известны с целью уточнения
рии β-распада.

Если величина изменения момента ядра на единицу больше, чем поря-
запрещения, то дает вклад лишь один матричный элемент. Угловая
реляция перестает зависеть от вида линейной комбинации вариантов
рии и поэтому не представляет большого интереса. Если Δj на единицу

меньше, чем порядок запрещения, то в линейную комбинацию вариант… вносит вклад псевдоскалярный вариант. Если же стоит вопрос об отн… сительном знаке S- и T-взаимодействия, то следует выбирать переход… для которых Δj равно порядку запрещения. В этом случае формулы с… держат наименьшее число неизвестных матричных элементов.

Когда начальное и конечное состояние ядра хорошо описывается м… делью ядерных оболочек, можно теоретически определить отношени… между матричными элементами. Для выяснения знака S- и T-вариант… достаточно иметь хотя бы грубую (но с правильным знаком) оценку эт… отношений.

Рассмотрим с этой точки зрения несколько ядер, которые, по-видимом… более других подходят для изучения.

1. Переход In_{49}^{117} из изомерного состояния на возбужденный 0,161 Me… уровень Sn_{50}^{117} является переходом первого запрещения с $\Delta j = 1$.

Можно ожидать, что β-распад In^{117} связан с однонуклонным перех… дом, так как наблюдаемые характеристики уровней согласуются с пре… сказаниями модели оболочек [20]. Изомерный уровень In^{117} соответству… $p_{1/2}$-, а возбужденный уровень Sn^{117} — $d_{3/2}$-состоянию. Переход на основн… $s_{1/2}$-уровень сопровождается магнитным дипольным излучением.

2. β-Распад основного состояния Ba_{56}^{139} на возбужденный 0,163 Me… уровень La_{57}^{139} также является переходом первого порядка запрещен… [21] с $\Delta j = 1$. В Ba^{139} имеется один нейтрон сверх замкнутой оболочк… в состоянии $f_{7/2}$. При β-распаде этот нейтрон превращается в протон … $d_{5/2}$-уровне. Переход из $d_{5/2}$ на основное состояние $g_{7/2}$ сопровождается ма… нитным дипольным излучением.

3. Ядро Ce^{141}, так же как и Ba^{139}, имеет один нейтрон сверх за… кнутой оболочки. Нейтрон из $f_{7/2}$-состояния переходит на возбужденны… 0,145 MeV уровень Pr^{141}. Переход $g_{7/2} — d_{5/2}$ в основное состояние Pr… сопровождается магнитным дипольным излучением [22]. В отличие … Ba^{139} протонное $g_{7/2}$ состояние Pr^{141} лежит выше, чем $d_{5/2}$. Это не прот… воречит модели оболочек, так как уровни $g_{7/2}$ и $d_{5/2}$ лежат близко и м… гут пересекаться. Ce^{141} распадается с $\Delta j = 0$, что, вообще говоря, п… зволяет найти долю псевдоскалярного взаимодействия, но, вместе с те… значительно усложняет интерпретацию опытов, так как вместо одно… неизвестного отношения g_S/g_T и трех отношений матричных элемент… войдут два неизвестных отношения g_S/g_T и g_P/g_T и пять отношений ма… ричных элементов.

Имеется еще несколько ядер, например Hg^{203} [23—25], Tl^{208} [26—2… которые также, по-видимому, удовлетворяют поставленным требования…

Если угловая $\beta - \gamma$-корреляция для таких ядер, как In^{147}, Ba^{139} и… Ce^{141}, будет изучена хотя бы с той точностью, которая уже достигну… в технике корреляционных измерений, то можно будет, вероятно, одн… значно интерпретировать опыты, определяя отношения матричных эл… ментов при помощи модели оболочек.

Из числа экспериментально изученных случаев более других инте… сен Tu^{170}, так как для него известны моменты уровней, а β-распад … ляется распадом первого запрещения при $\Delta j = 1$.

Для отношений величин M_i введем обозначения:

$$x = M_1/M_3;\ (\alpha Z/2R)\, y = M_5/M_3;\ u = M_4/M_3$$

(x представляет собой произведение отношения g_S/g_T на отношение м… ричных элементов). Требование инвариантности при отражении во в… мени приводит к такому выбору фаз матричных элементов, при котор… величины x, y, u вещественны. Угловые моменты $\beta - \gamma$-перехода Tu… согласно [29, 30], равны $1^- \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$. Экспериментальные точки [

ловой β — γ-корреляции для Tu^{170} приведены на рис. 2. На оси орди-т отложены значения величины $a(E)$, которая входит в формулу (10), ли ее записать в виде

$$W(\vartheta) = 1 + a(E)\cos^2\vartheta.$$

Не делая никаких предположений о матричных элементах ядра, мы ределили область значений x и y (при вещественном u), для которой ивая угловой корреляции не выходит за пределы разброса опытных нек. Эта область ограничена кривой II на рис. 3. Если же сузить зброс опытных точек и ограничиться точками выше кривой I на рис. 2, область допустимых значений x, y сильно сузится (кривая I на рис. 3).

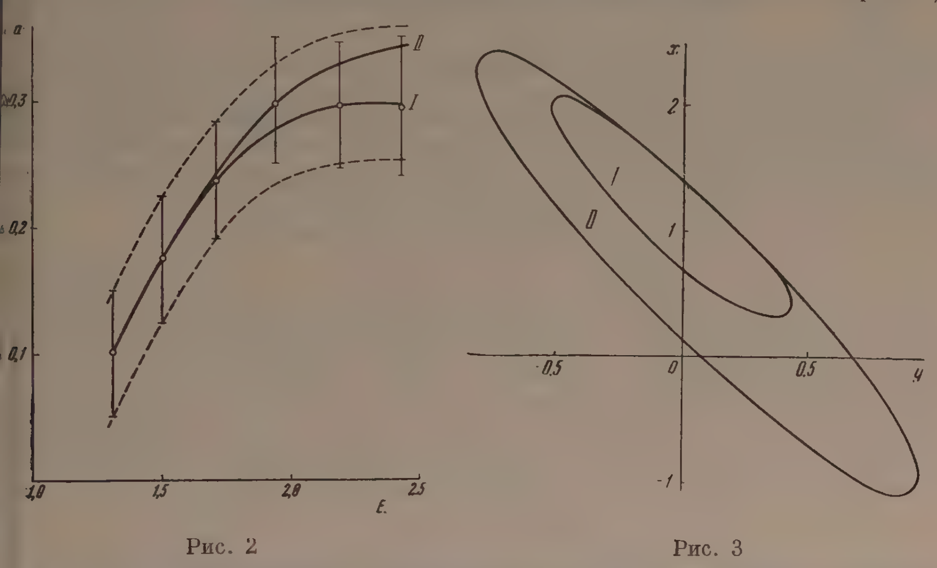


Рис. 2 Рис. 3

іс. 2. Опытные точки угловой β—γ-корреляции для ядра Tu^{170} по данным работы [29]

іс. 3. Область допустимых значений параметров для ядра Tu^{170}. Кривая II ограничивает ласть значений x и y, при которых значения множителя $a(E)$ лежат внутри разброса ытных точек, кривая I соответствует значениям x и y, при которых $a(E)$ лежит выше кривой I рис. 2

этом случае $x > 0$ при любом y, и для определения знака g_S/g_T до-аточно установить только знак отношения матричных элементов. Нет рьезных оснований предполагать однонуклонный β-переход Tu^{170}. Если, нако, для грубой оценки сделать такое предположение и использовать зультаты [31] для вычисления отношения матричных элементов, то в учае перехода $p_{1/2} \to s_{1/2}$ (на что указано в [30]), сравнение с опытом ет $g_S/g_T < 0$, если же предположить $p_{3/2} \to s_{1/2}$, то $g_S/g_T > 0$.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

Rustad B., Ruby S., Phys. Rev., 89, 880 (1953).
Maxson D., Allen J., Jentscke W., Phys. Rev., 97, 109 (1955).
Долгинов А., ЖЭТФ, 20, 636 (1950).
Falkoff D., Uhlenbeck G., Phys. Rev., 79, 334 (1950).
Долгинов А., ЖЭТФ, 22, 668 (1952).
Yamada M., Morida M., Progr. Theor. Phys., 8, 431 (1952).
Morita M., Progr. Theor. Phys., 10, 363, (1953).
Morita M., Yamada M., Progr. Theor. Phys., 11, 219 (1954).
Kato Y., Morita M., Progr. Theor. Phys., 13, 276 (1955).
Долгинов А., ЖЭТФ, 22, 658 (1952).

11. Слив Л., ЖЭТФ, 17, 1049 (1947).
12. Rose M., Holmes D., Phys. Rev., 83, 190 (1951).
13. Yamada M., Progr. Theor. Phys., 10, 241 (1953).
14. Malcolm I., Phil. Mag., 43, 1011 (1952).
15. Берестецкий В., Долгинов А., Тер-Мартиросян К., ЖЭТФ 20, 527 (1950).
16. Rose M., Phys. Rev., 51, 484 (1937).
17. Biedenharn L., Rose M., Rev. Mod. Phys., 25, 729 (1953).
18. Долгинов А., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 332 (1952).
19. Долгинов А., ЖЭТФ, 23, 493 (1952).
20. McGinnis C., Phys. Rev., 97, 93 (1955).
21. Mitchell A., Hebb E., Phys. Rev., 95, 727 (1954).
22. Jones J., Jensen F., Phys. Rev., 97, 1031 (1955).
23. Thulin S., Nybö K., Ark. Pys., 7, 289 (1953).
24. Wapstra A.,Macder D., Nijgh G., Ornstein L., Physica, 20, 16 (1954).
25. Marty N., C. R., 240, 291 (1955).
26. Elliot L., Graham R., Walker J., Wolfson J., Phys. Rev., 93 356 (1954).
27. Feather N., Kyles J., Pringle R., Proc. Phys. Soc., 61, 466 (1948)
28. Martin D., Richardson H., Hsu Y., Proc. Phys .Soc., A 61, 466 (1948)
29. Rose H., Phil. Mag., 43, 1146 (1952).
30. Richmond R., Rose H., Phil. Mag., 43, 367 (1952).
31. Rose M., Osborn R., Phys. Rev., 93, 1326 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

И. М. БАНД, Л. Н. ЗЫРЯНОВА и ЦИН ЧЕН-ЖУЙ

ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ ДЛЯ *K*-ЭЛЕКТРОНОВ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ВЕРОЯТНОСТЬ РАЗРЕШЕННОГО И ЗАПРЕЩЕННОГО *K*-ЗАХВАТА

Анализ экспериментальных данных по K-захвату ядер требует знания ıда коэффициентов, зависящих от волновых функций захваченного элек- она. Ниже приведены численные значения этих коэффициентов, найден- ıе с учетом влияния конечных размеров ядра и экранирования на вол- вые функции K-электронов.

1. Волновые функции *K*-электронов

Волновые функции s-состояния, использованные в данной работе, йдены методом численного интегрирования уравнения Дирака для по- ıциала, учитывающего присутствие орбитальных электронов и конеч- ıе размеры ядра. Атомный потенциал был взят как решение уравнения маса — Ферми — Дирака для статистического атома по методу Рейт- — Метрополиса [1]. Эффект конечных размеров учтен по методу Сли- [2] для случая равномерного распределения протонов в объеме ядра, диус которого R принимался равным

$$R = 1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см.}$$

В табл. 1 приведены полученные таким путем значения волновых нкций K-электронов на границе ядра: даны G_K и F_K — большая и малая

Таблица 1

Значения волновых функций *K*-электронов на границе ядра

Z	$U_0 = \sqrt{2R}$	E_K	$G_K R$	$F_K R$
25	0,1540	0,98723	0,0019973	—0,00014624
33	0,16050	0,97671	0,0035224	—0,00023658
41	0,16677	0,96271	0,0057705	—0,00069685
49	0,17378	0,94502	0,0088587	—0,0013835
57	0,17940	0,92335	0,013126	—0,0022225
61	0,18110	0,91091	0,015671	—0,0028470
65	0,18353	0,89733	0,018771	—0,0036441
69	0,18544	0,88256	0,022306	—0,0046106
73	0,18747	0,86651	0,026476	—0,0058081
77	0,18963	0,84911	0,031377	—0,0072850
81	0,19132	0,83025	0,037058	—0,0090834
84	0,19280	0,81509	0,042007	—0,010708
88	0,19457	0,79342	0,049543	—0,013282
92	0,19623	0,76993	0,058385	—0,016432
95	0,19746	0,75103	0,066053	—0,019258
98	0,19865	0,73092	0,074714	—0,022547

мпоненты волновой функции s-состояния для ряда значений Z, а также — теоретическое значение энергии связи K-электронов, и параметр $= \sqrt{2R}$.

2. Значения функции f_K

В случае разрешенных переходов в вероятность K-захвата входит фун-
кция

$$f_K = \frac{\pi}{2} G_K^2 (E_0 + E_K)^2, \quad (1)$$

где E_0 — энергия перехода в единицах m_0c^2, E_K — энергия связи K-элек-
трона в тех же единицах.

В большинстве имеющихся работ по K-захвату атомное электрическое
поле считается чисто кулоновским полем ядра. В соответствии с этим в ка-
честве функции G_K используются релятивистские волновые функции водо-
родоподобного атома. Формула для f_K для чисто кулоновского поля имеет
вид [3]:

$$f_K^{\text{кул}} = 2\pi (\alpha Z)^{2\gamma+1} (2R)^{2\gamma-2} e^{-2\alpha ZR} \frac{\gamma+1}{\Gamma(2\gamma+1)} (E_0 + E_K)^2, \quad (2)$$

где

$$\gamma = \sqrt{1-\alpha^2 Z^2}.$$

В работе Слетэра [4] был дан приближенный метод учета экранирую-
щего действия орбитальных электронов для волновых функций связанных
состояний. В применении к K-захвату этот метод сводится к замене Z
в формуле (2) на величину $Z_K = Z - 0{,}35$. Численные расчеты функции f_K
для кулоновского поля с учетом экранирования по Слетэру проводились
в работах [5—7]. Рассчитанные по Слетэру поправки на экранирование
для K-электронов невелики: порядка 4% для элементов с $Z \approx 20$ и 1—2%
для средних и тяжелых элементов. По этой причине более точные расчеты
поправки на экранирование K-электронов [8, 9] с релятивистскими вол-
новыми функциями, полученными Рейтцем [10] для статистического атома
Томаса — Ферми — Дирака, показали согласие с расчетами по методу
Слетэра в пределах 1%.

Учет конечных размеров ядра для K-захвата по модели равномерно
заряженного шара проводился в работе Рапопорта [11], где было найдено,
что для разрешенных переходов поправка на конечные размеры ядра
имеет величину около 3% для элементов в районе $Z = 80$ и еще меньшую
величину для более легких элементов. В работе Мэлькольма и Стрэгена
[12] поправки на конечные размеры найдены для поверхностного распре-
деления протонов в ядре. Для случая $Z = 80$ поправка оказалась рав-
ной 14 %.

В данной работе при вычислениях f_K были использованы волновые
функции K-электронов, приведенные в табл. 1.

Значения волновых функций взяты на границе ядра радиуса

$$R = 1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}.$$

Рассчитанные по формуле (1) значения f_K приведены в табл. 2 для всех
Z от 5 до 98.

Для нахождения влияния эффектов экранирования и конечных раз-
меров ядра на вероятность разрешенного K-захвата было найдено отно-
шение функции f_K, приведенной в табл. 2, к значениям f_K для чисто
кулоновского поля. Это отношение, представляющее собой поправку
на экранирование и конечные размеры ядра для разрешенного K-захвата,
изображено на рис. 1 в зависимости от Z.

Поправка имеет величину около 15% для тяжелых элементов и равна
1% при $Z = 25$. Так как при $Z < 25$ расчеты волновых функций K-эле-
ктронов не проводились, то значения f_K при $Z < 25$ были найдены

Таблица 2

Значения функции f_K

Z	E_0 = −0,80	−0,50	−0,30	0,00	0,25
	$1,020\cdot10^{-5}$	$6,389\cdot10^{-5}$	$1,253\cdot10^{-4}$	$2,558\cdot10^{-4}$	$3,997\cdot10^{-4}$
	$1,823\cdot10^{-5}$	$1,433\cdot10^{-4}$	$2,243\cdot10^{-4}$	$4,579\cdot10^{-4}$	$7,156\cdot10^{-4}$
	$2,963\cdot10^{-5}$	$1,861\cdot10^{-4}$	$3,651\cdot10^{-4}$	$7,455\cdot10^{-4}$	$1,128\cdot10^{-3}$
	$4,514\cdot10^{-5}$	$2,838\cdot10^{-4}$	$5,569\cdot10^{-4}$	$1,136\cdot10^{-3}$	$1,778\cdot10^{-3}$
	$6,515\cdot10^{-5}$	$4,107\cdot10^{-4}$	$8,082\cdot10^{-4}$	$1,647\cdot10^{-3}$	$2,575\cdot10^{-3}$
	$9,070\cdot10^{-5}$	$5,728\cdot10^{-4}$	$1,125\cdot10^{-3}$	$2,299\cdot10^{-3}$	$3,594\cdot10^{-3}$
	$1,220\cdot10^{-4}$	$7,726\cdot10^{-4}$	$1,518\cdot10^{-3}$	$3,103\cdot10^{-3}$	$4,852\cdot10^{-3}$
	$1,599\cdot10^{-4}$	$1,015\cdot10^{-3}$	$1,995\cdot10^{-3}$	$4,081\cdot10^{-3}$	$6,383\cdot10^{-3}$
	$2,051\cdot10^{-4}$	$1,306\cdot10^{-3}$	$2,570\cdot10^{-3}$	$5,258\cdot10^{-3}$	$8,227\cdot10^{-3}$
	$2,582\cdot10^{-4}$	$1,650\cdot10^{-3}$	$3,247\cdot10^{-3}$	$6,647\cdot10^{-3}$	0,01040
	$3,198\cdot10^{-4}$	$2,050\cdot10^{-3}$	$4,037\cdot10^{-3}$	$8,270\cdot10^{-3}$	0,01294
	$3,910\cdot10^{-4}$	$2,516\cdot10^{-3}$	$4,960\cdot10^{-3}$	0,01016	0,01592
	$4,717\cdot10^{-4}$	$3,048\cdot10^{-3}$	$6,013\cdot10^{-3}$	0,01233	0,01931
	$5,633\cdot10^{-4}$	$3,658\cdot10^{-3}$	$7,224\cdot10^{-3}$	0,01482	0,02322
	$6,663\cdot10^{-4}$	$4,351\cdot10^{-3}$	$8,597\cdot10^{-3}$	0,01765	0,02766
	$7,803\cdot10^{-4}$	$5,122\cdot10^{-3}$	0,01013	0,02081	0,03263
	$9,082\cdot10^{-4}$	$5,994\cdot10^{-3}$	0,01187	0,02441	0,03828
	$1,049\cdot10^{-3}$	$6,966\cdot10^{-3}$	0,01381	0,02842	0,04457
	$1,205\cdot10^{-3}$	$8,049\cdot10^{-3}$	0,01597	0,03291	0,05164
	$1,374\cdot10^{-3}$	$9,238\cdot10^{-3}$	0,01836	0,03785	0,05941
	$1,562\cdot10^{-3}$	0,01058	0,02105	0,04343	0,06821
	$1,772\cdot10^{-3}$	0,01209	0,02409	0,04977	0,07820
	$1,991\cdot10^{-3}$	0,01369	0,02731	0,05647	0,08879
	$2,238\cdot10^{-3}$	0,01552	0,03101	0,06419	0,1010
	$2,484\cdot10^{-3}$	0,01737	0,03476	0,07204	0,1134
	$2,773\cdot10^{-3}$	0,01957	0,03922	0,08139	0,1282
	$3,045\cdot10^{-3}$	0,02170	0,04357	0,09052	0,1426
	$3,351\cdot10^{-3}$	0,02412	0,04849	0,01009	0,1590
	$3,673\cdot10^{-3}$	0,02671	0,05383	0,1121	0,1770
	$4,012\cdot10^{-3}$	0,02951	0,05959	0,1243	0,1962
	$4,376\cdot10^{-3}$	0,03257	0,06588	0,1376	0,2174
	$4,759\cdot10^{-3}$	0,03585	0,07266	0,1520	0,2402
	$5,188\cdot10^{-3}$	0,03957	0,08038	0,1684	0,2664
	$5,607\cdot10^{-3}$	0,04335	0,08826	0,1853	0,2933
	$6,102\cdot10^{-3}$	0,04785	0,09768	0,2054	0,3253
	$6,622\cdot10^{-3}$	0,05266	0,1078	0,2269	0,3598
	$7,168\cdot10^{-3}$	0,05794	0,1188	0,2508	0,3979
	$7,715\cdot10^{-3}$	0,06330	0,1302	0,2751	0,4369
	$8,257\cdot10^{-3}$	0,06892	0,1421	0,3010	0,4783
	$8,833\cdot10^{-3}$	0,07505	0,1552	0,3293	0,5239
	$9,388\cdot10^{-3}$	0,08119	0,1683	0,3580	0,5700
	$9,892\cdot10^{-3}$	0,08724	0,1814	0,3867	0,6166
	0,01042	0,09377	0,1957	0,4179	0,6669
	0,01094	0,1005	0,2104	0,4504	0,7192
	0,01141	0,1072	0,2251	0,4832	0,7727
	0,01192	0,1145	0,2412	0,5189	0,8325
	0,01245	0,1226	0,2593	0,5593	0,8955
	0,01294	0,1307	0,2775	0,5999	0,9627
	0,01349	0,1399	0,2982	0,6464	1,038
	0,01406	0,1500	0,3207	0,6973	1,121
	0,01465	0,1610	0,3456	0,7535	1,213
	0,01530	0,1736	0,3745	0,8187	1,320
	0,01602	0,1877	0,4066	0,8918	1,440
	0,01657	0,2009	0,4370	0,9610	1,555
	0,01706	0,2146	0,4691	1,035	1,676
	0,01748	0,2284	0,5017	1,111	1,802
	0,01782	0,2428	0,5362	1,190	1,939
	0,01808	0,2590	0,5755	1,284	2,089
	0,01837	0,2753	0,6149	1,377	2,243
	0,01841	0,2911	0,6540	1,470	2,399
	0,01881	0,3094	0,6981	1,574	2,572
	0,01849	0,3265	0,7425	1,682	2,755

Таблица 2 (продолжение)

Z	E_0				
	−0,80	−0,50	−0,30	0,00	0,25
67	0,01856	0,3473	0,7945	1,807	2,965
68	0,01832	0,3664	0,8439	1,928	3,170
69	0,01801	0,3866	0,8966	2,058	3,389
70	0,01772	0,4096	0,9562	2,204	3,637
71	0,01723	0,4325	1,017	2,356	3,895
72	0,01662	0,4570	1,083	2,521	4,177
73	0,01577	0,4789	1,144	2,677	4,445
74	0,01503	0,5056	1,217	2,862	4,761
75	0,01395	0,5316	1,292	3,054	5,092
76	0,01274	0,5559	1,363	3,241	5,417
77	0,01154	0,5829	1,442	3,449	5,778
78	0,01033	0,6142	1,534	3,688	6,194
79	$9{,}323\cdot10^{-3}$	0,6448	1,623	3,923	6,601
80	$7{,}520\cdot10^{-3}$	0,6716	1,711	4,165	7,031
81	$5{,}893\cdot10^{-3}$	0,7072	1,811	4,439	7,515
82	$4{,}409\cdot10^{-3}$	0,7288	1,901	4,691	7,964
83	$3{,}097\cdot10^{-3}$	0,7605	2,007	4,990	8,495
84	$1{,}826\cdot10^{-3}$	0,7963	2,128	5,329	9,098
85	$8{,}162\cdot10^{-4}$	0,8320	2,254	5,687	9,742
86	$1{,}891\cdot10^{-4}$	0,8657	2,376	6,043	10,38
87		0,8953	2,494	6,394	11,02
88		0,9263	2,620	6,773	11,71
89		0,9611	2,761	7,202	12,50
90		0,9934	2,905	7,649	13,32
91		1,023	3,046	8,101	14,17
92		1,052	3,189	8,560	15,03
93		1,085	3,357	9,111	16,05
94		1,112	3,513	9,634	17,04
95		1,136	3,668	10,17	18,07
96		1,171	3,863	10,83	19,31
97		1,189	4,028	11,44	20,50
98		1,201	4,182	12,03	21,67

Z	E_0				
	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50
5	$5{,}576\cdot10^{-4}$	$7{,}836\cdot10^{-4}$	$1{,}024\cdot10^{-3}$	$1{,}295\cdot10^{-3}$	$1{,}599\cdot10^{-}$
6	$1{,}031\cdot10^{-3}$	$1{,}403\cdot10^{-3}$	$1{,}833\cdot10^{-3}$	$2{,}320\cdot10^{-3}$	$2{,}864\cdot10^{-}$
7	$1{,}679\cdot10^{-3}$	$2{,}285\cdot10^{-3}$	$2{,}985\cdot10^{-3}$	$3{,}778\cdot10^{-3}$	$4{,}664\cdot10^{-}$
8	$2{,}561\cdot10^{-3}$	$3{,}487\cdot10^{-3}$	$4{,}555\cdot10^{-3}$	$5{,}765\cdot10^{-3}$	$7{,}118\cdot10^{-}$
9	$3{,}710\cdot10^{-3}$	$5{,}052\cdot10^{-3}$	$6{,}598\cdot10^{-3}$	$8{,}353\cdot10^{-3}$	0,01031
10	$5{,}179\cdot10^{-3}$	$7{,}052\cdot10^{-3}$	$9{,}211\cdot10^{-3}$	0,01166	0,01440
11	$6{,}993\cdot10^{-3}$	$9{,}521\cdot10^{-3}$	0,01244	0,01575	0,01945
12	$9{,}198\cdot10^{-3}$	0,01252	0,01637	0,02072	0,02559
13	0,01186	0,01615	0,02110	0,02671	0,03299
14	0,01499	0,02042	0,02669	0,03378	0,04172
15	0,01866	0,02542	0,03322	0,04207	0,05195
16	0,02295	0,03126	0,04085	0,05173	0,06389
17	0,02785	0,03794	0,04960	0,06281	0,07759
18	0,03349	0,04564	0,05967	0,07557	0,09336
19	0,03991	0,05440	0,07112	0,09009	0,1113
20	0,04707	0,06418	0,08391	0,1063	0,1313
21	0,05524	0,07531	0,09849	0,1248	0,1542
22	0,06436	0,08777	0,1148	0,1454	0,1797
23	0,07457	0,1017	0,1330	0,1686	0,2073
24	0,08584	0,1171	0,1532	0,1941	0,2400

Таблица 2 (продолжение)

Z	E_0				
	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50
25	0,1052	0,1345	0,1760	0,2230	0,2757
26	0,1130	0,1543	0,2019	0,2559	0,3163
27	0,1284	0,1752	0,2294	0,2908	0,3595
28	0,1460	0,1994	0,2611	0,3310	0,4092
29	0,1641	0,2240	0,2934	0,3721	0,4600
30	0,1855	0,2534	0,3319	0,4209	0,5205
31	0,2065	0,2822	0,3696	0,4689	0,5799
32	0,2303	0,3148	0,4125	0,5233	0,6474
33	0,2563	0,3504	0,4592	0,5827	0,7209
34	0,2844	0,3890	0,5099	0,6471	0,8007
35	0,3152	0,4314	0,5656	0,7179	0,8885
36	0,3487	0,4771	0,6257	0,7944	0,9833
37	0,3868	0,5294	0,6945	0,8820	1,092
38	0,4258	0,5832	0,7653	0,9721	1,203
39	0,4728	0,6478	0,8502	1,080	1,337
40	0,5232	0,7170	0,9411	1,196	1,481
41	0,5789	0,7936	1,042	1,324	1,641
42	0,6359	0,8722	1,146	1,457	1,805
43	0,6967	0,9560	1,256	1,597	1,979
44	0,7635	1,048	1,378	1,752	2,171
45	0,8312	1,141	1,500	1,909	2,367
46	0,8993	1,236	1,625	2,068	2,564
47	0,9739	1,338	1,761	2,241	2,780
48	1,051	1,445	1,903	2,422	3,004
49	1,130	1,554	2,046	2,606	3,233
50	1,215	1,674	2,203	2,808	3,483
51	1,312	1,807	2,381	3,034	3,767
52	1,410	1,943	2,562	3,265	4,054
53	1,523	2,100	2,769	3,530	4,384
54	1,646	2,270	2,995	3,820	4,745
55	1,782	2,460	3,246	4,142	5,147
56	1,940	2,680	3,539	4,517	5,614
57	2,118	2,928	3,868	4,938	6,139
58	2,290	3,166	4,184	5,345	6,641
59	2,470	3,419	4,520	5,775	7,185
60	2,657	3,680	4,868	6,223	7,744
61	2,859	3,962	5,243	6,698	8,343
62	3,088	4,282	5,671	7,255	9,033
63	3,319	4,606	6,103	7,810	9,728
64	3,556	4,938	6,546	8,382	10,44
65	3,814	5,300	7,030	9,003	11,21
66	4,091	5,691	7,553	9,679	12,07
67	4,410	6,136	8,149	10,45	13,03
68	4,718	6,572	8,733	11,20	13,98
69	5,050	7,042	9,363	12,02	15,00
70	5,426	7,572	10,07	12,94	16,15
71	5,819	8,128	10,82	13,90	17,36
72	6,248	8,735	11,64	14,96	18,69
73	6,658	9,317	12,42	15,97	19,97
74	7,142	10,00	13,35	17,17	21,47
75	7,650	10,73	14,32	18,43	23,06
76	8,150	11,44	15,28	19,68	24,64
77	8,706	12,23	16,36	21,08	26,40
78	9,346	13,14	17,59	22,68	28,42
79	9,973	14,03	18,75	24,24	30,39
80	10,64	15,00	20,10	25,95	32,55
81	11,40	16,08	21,57	27,87	34,97
82	12,10	17,09	22,95	28,95	37,24
83	12,93	18,29	24,57	31,79	39,93
84	13,87	19,65	26,42	34,21	43,00
85	14,88	21,10	28,41	36,81	46,28
86	15,89	22,56	30,40	39,41	49,58
87	16,90	23,03	32,41	42,05	52,93

Таблица 2 (продолжение)

Z	E_0				
	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50
88	18,00	25,63	34,61	44,93	56,60
89	19,24	27,44	37,09	48,19	60,73
90	20,08	29,37	39,74	51,67	65,17
91	21,91	31,34	42,46	55,26	69,74
92	23,29	33,37	45,24	58,93	74,43
93	24,95	35,80	48,60	63,36	80,07
94	26,55	38,16	51,87	67,68	85,59
95	28,22	40,63	55,80	72,20	91,37
96	30,24	43,60	59,41	77,65	98,33
97	32,19	46,49	63,44	82,99	105,2
98	34,12	49,39	67,47	88,37	112,1

Z	E_0				
	1,75	2,00	2,30	2,70	3,00
5	$1,935 \cdot 10^{-3}$	$2,303 \cdot 10^{-3}$	$2,787 \cdot 10^{-3}$	$3,504 \cdot 10^{-3}$	$4,095 \cdot 10^{-3}$
6	$3,465 \cdot 10^{-3}$	$4,124 \cdot 10^{-3}$	$4,991 \cdot 10^{-3}$	$6,274 \cdot 10^{-3}$	$7,333 \cdot 10^{-3}$
7	$5,644 \cdot 10^{-3}$	$6,717 \cdot 10^{-3}$	$8,124 \cdot 10^{-3}$	0,01021	0,01194
8	$8,613 \cdot 10^{-3}$	0,01025	0,01240	0,01559	0,01823
9	0,01248	0,01485	0,01797	0,02260	0,02642
10	0,01742	0,02074	0,02510	0,03156	0,03688
11	0,02353	0,02801	0,03391	0,04260	0,04980
12	0,03096	0,03686	0,04459	0,05608	0,06556
13	0,03992	0,04751	0,05751	0,07232	0,08454
14	0,05050	0,06011	0,07277	0,09145	0,1069
15	0,06288	0,07485	0,09057	0,1139	0,1332
16	0,07733	0,09206	0,1114	0,1401	0,1638
17	0,09391	0,1118	0,1353	0,1702	0,1990
18	0,1130	0,1345	0,1629	0,2048	0,2394
19	0,1347	0,1604	0,1941	0,2442	0,2854
20	0,1590	0,1893	0,2292	0,2882	0,3371
21	0,1866	0,2222	0,2690	0,3383	0,3957
22	0,2176	0,2591	0,3138	0,3947	0,4613
23	0,2523	0,3004	0,3638	0,4576	0,5349
24	0,2906	0,3461	0,4189	0,5270	0,6165
25	0,3339	0,3977	0,4815	0,6059	0,7085
26	0,3831	0,4564	0,5527	0,6955	0,8133
27	0,4355	0,5187	0,6282	0,7906	0,9245
28	0,4958	0,5906	0,7154	0,9002	1,053
29	0,5573	0,6640	0,8040	1,012	1,184
30	0,6307	0,7514	0,9102	1,146	1,340
31	0,7027	0,8374	1,015	1,277	1,494
32	0,7846	0,9349	1,133	1,426	1,668
33	0,8736	1,041	1,262	1,589	1,858
34	0,9706	1,157	1,402	1,764	2,065
35	1,077	1,284	1,557	1,960	2,293
36	1,192	1,421	1,723	2,169	2,539
37	1,324	1,578	1,912	2,410	2,819
38	1,460	1,739	2,109	2,658	3,111
39	1,622	1,934	2,345	2,954	3,457
40	1,797	2,143	2,599	3,274	3,833
41	1,991	2,374	2,881	3,631	4,247
42	2,190	2,613	3,168	3,993	4,676
43	2,402	2,866	3,477	4,384	5,130
44	2,636	3,145	3,817	4,811	5,634
45	2,873	3,429	4,160	5,248	6,143

Таблица 2 (продолжение)

Z	E_0				
	1,75	2,00	2,30	2,70	3,00
46	3,114	3,717	4,511	5,688	6,660
47	3,376	4,030	4,890	6,168	7,224
48	3,650	4,358	5,291	6,675	7,815
49	3,928	4,691	5,694	7,186	8,419
50	4,232	5,055	6,139	7,744	9,075
51	4,578	5,468	6,641	8,381	9,817
52	4,929	5,888	7,151	9,032	10,58
53	5,330	6,369	7,735	9,766	11,45
54	5,770	6,896	8,374	10,50	12,40
55	6,260	7,484	9,094	11,48	13,46
56	6,830	8,166	9,924	12,54	14,70
57	7,471	8,934	10,86	13,72	16,09
58	8,083	9,669	11,76	14,87	17,43
59	8,747	10,46	12,72	16,09	18,87
60	9,430	11,28	13,72	17,36	20,34
61	10,16	12,15	14,79	18,70	21,94
62	11,01	13,18	16,03	20,28	23,79
63	11,86	14,20	17,28	21,87	25,65
64	12,73	15,25	18,56	23,49	27,57
65	13,67	16,38	19,55	25,25	29,64
66	14,72	17,64	21,48	27,20	31,93
67	15,90	19,05	23,21	29,40	34,52
68	17,06	20,45	24,92	31,57	37,07
69	18,31	21,95	26,76	33,91	39,82
70	19,73	23,65	28,84	36,56	42,94
71	21,21	25,45	31,03	39,34	46,23
72	22,84	27,40	33,43	42,40	49,82
73	24,41	29,30	35,75	45,35	53,31
74	26,26	31,52	38,48	48,83	57,40
75	28,21	33,88	41,37	52,51	61,74
76	30,15	36,22	44,23	56,17	66,05
77	32,32	38,83	47,44	60,25	70,87
78	34,80	41,83	51,12	64,94	76,40
79	37,23	44,76	54,71	69,54	81,82
80	39,89	47,97	58,66	74,58	87,78
81	42,88	51,59	63,10	80,26	94,48
82	45,68	54,97	67,27	85,60	100,8
83	49,00	58,99	72,21	91,91	108,2
84	52,77	63,56	77,83	99,10	116,7
85	56,84	68,48	83,89	106,8	125,9
86	60,92	73,43	89,98	114,7	135,1
87	65,07	78,46	96,18	122,6	144,5
88	69,61	83,96	103,0	131,3	154,8
89	74,73	90,18	110,6	141,2	166,5
90	80,23	96,86	118,9	151,7	179,0
91	85,91	103,7	127,4	162,7	192,0
92	91,70	110,8	136,1	173,9	205,3
93	98,74	119,3	146,6	187,4	221,8
94	105,5	127,1	157,0	200,8	237,1
95	102,8	136,5	167,9	214,8	253,7
96	121,4	147,0	180,9	231,6	273,7
97	130,0	157,4	193,8	248,2	293,4
98	138,6	168,0	206,9	265,1	313,5

Таблица 2 (продолжение)

Z	E_e				
	3,30	3,70	4,00	5,00	7,00
5	$4{,}732\cdot10^{-3}$	$5{,}654\cdot10^{-3}$	$6{,}015\cdot10^{-3}$	$9{,}214\cdot10^{-3}$	0,01638
6	$8{,}474\cdot10^{-3}$	0,01012	0,01146	0,01650	0,02934
7	0,01380	0,01649	0,01866	0,02687	0,04778
8	0,02106	0,02517	0,02848	0,04102	0,07292
9	0,03053	0,03648	0,04128	0,05946	0,1057
10	0,04263	0,05091	0,05762	0,08300	0,1476
11	0,05756	0,06878	0,07785	0,1121	0,1994
12	0,07577	0,09054	0,1024	0,1476	0,2624
13	0,09766	0,1167	0,1321	0,1902	0,3383
14	0,1236	0,1477	0,1671	0,2407	0,4281
15	0,1539	0,1839	0,2082	0,2998	0,5332
16	0,1893	0,2262	0,2560	0,3688	0,6559
17	0,2299	0,2748	0,3111	0,4480	0,7968
18	0,2768	0,3307	0,3744	0,5392	0,9593
19	0,3300	0,3943	0,4464	0,6430	1,144
20	0,3895	0,4656	0,5270	0,7594	1,351
21	0,4573	0,5467	0,6188	0,8915	1,586
22	0,5335	0,6375	0,7215	1,040	1,850
23	0,6186	0,7393	0,8369	1,206	2,146
24	0,7126	0,8518	0,9641	1,390	2,473
25	0,8191	0,9790	1,108	1,597	2,843
26	0,9402	1,124	1,272	1,834	3,264
27	1,065	1,278	1,447	2,085	3,712
28	1,217	1,455	1,648	2,375	4,228
29	1,369	1,636	1,853	2,672	4,757
30	1,550	1,852	2,098	3,024	5,386
31	1,728	2,065	2,339	3,373	6,006
32	1,929	2,307	2,612	3,768	6,709
33	2,149	2,570	2,910	4,197	7,477
34	2,389	2,857	3,235	4,666	8,312
35	2,651	3,171	3,592	5,181	9,232
36	2,936	3,512	3,977	5,738	10,23
37	3,263	3,902	4,419	6,376	11,37
38	3,598	4,304	4,876	7,035	12,54
39	4,000	4,787	5,422	7,825	13,95
40	4,435	5,305	6,010	8,674	15,47
41	4,915	5,881	6,662	9,616	17,15
42	5,412	6,473	7,334	10,59	18,89
43	5,939	7,105	8,051	11,63	20,74
44	6,520	7,800	8,840	12,77	22,78
45	7,110	8,512	9,643	13,93	24,86
46	7,709	9,227	10,46	15,11	26,97
47	8,364	10,01	11,35	16,39	29,27
48	9,047	10,83	12,28	17,74	31,68
49	9,743	11,67	13,23	19,11	34,13
50	10,50	12,58	14,26	20,61	36,82
51	11,37	13,62	15,44	22,32	39,88
52	12,25	14,68	16,63	24,06	42,99
53	13,26	15,88	18,01	26,05	46,55
54	14,36	17,21	19,51	28,22	50,46
55	15,60	18,68	21,19	30,66	54,83
56	17,03	20,41	23,14	33,49	59,90
57	18,64	22,34	25,33	36,69	65,62
58	20,21	24,21	27,47	39,76	71,10
59	21,86	26,20	29,72	43,04	77,05
60	23,59	28,29	32,07	46,45	83,19
61	25,43	30,49	34,59	50,12	89,77
62	27,59	33,08	37,53	54,39	97,44
63	29,74	35,67	40,47	58,66	105,1
64	31,97	38,35	43,52	63,09	113,1
65	34,37	41,24	46,80	67,86	121,7
66	37,04	44,45	50,44	73,16	131,2
67	40,05	48,06	54,54	79,13	142,0

Таблица 2 (продолжение)

Z	E_0				
	3,30	3,70	4,00	5,00	7,00
8	43,02	51,63	58,60	85,04	152,6
9	46,22	55,48	62,98	91,42	164,2
0	49,84	59,84	67,94	98,44	177,2
1	53,66	64,44	73,17	106,3	190,9
2	57,84	69,47	78,89	114,6	206,0
3	61,90	74,35	84,44	122,7	220,6
4	66,66	80,08	90,96	132,2	237,8
5	71,71	86,17	97,89	142,3	256,1
6	76,74	92,24	104,8	152,4	274,3
7	82,35	98,99	112,4	163,7	294,7
8	88,78	106,8	121,3	176,6	318,1
9	95,10	114,3	129,9	189,2	340,9
0	102,0	122,7	139,5	203,2	366,3
1	109,9	132,2	150,2	218,9	394,9
2	117,2	141,0	160,4	233,7	421,8
3	125,9	151,5	172,3	251,3	453,6
4	135,8	163,5	186,0	271,2	489,9
5	146,5	176,4	200,7	292,8	529,1
6	157,3	189,4	215,5	314,6	568,7
7	168,3	202,7	230,6	336,8	609,1
8	180,3	217,3	247,2	361,1	653,5
9	193,9	233,7	266,0	388,7	703,8
0	208,5	251,4	286,2	418,4	758,0
1	223,7	269,8	307,1	449,2	814,3
2	239,2	288,6	328,6	480,8	871,8
3	258,1	311,3	354,6	519,1	942,0
4	276,5	333,7	380,1	556,8	1011
5	295,9	357,2	407,0	596,4	1083
6	319,2	385,5	439,4	643,8	1170
7	342,5	413,7	471,5	691,3	1257
8	366,0	442,1	504,0	739,6	1346

Таблица 3

Значения функции $\frac{\pi}{2} G_K^2$

Z	$\frac{\pi}{2} G_K^2$	Z	$\frac{\pi}{2} G_K^2$	Z	$\frac{\pi}{2} G_K^2$	Z	$\frac{\pi}{2} G_K^2$
5	$2,560 \cdot 10^{-4}$	29	0,07465	53	0,7393	77	4,784
6	$4,584 \cdot 10^{-4}$	30	8,455	54	0,8020	78	5,169
7	$7,467 \cdot 10^{-4}$	31	9,431	55	0,8719	79	5,546
8	$1,140 \cdot 10^{-3}$	32	0,1054	56	0,9533	80	5,967
9	$1,652 \cdot 10^{-3}$	33	0,1175	57	1,045	81	6,440
0	$2,307 \cdot 10^{-3}$	34	0,1306	58	1,134	82	6,888
1	$3,117 \cdot 10^{-3}$	35	0,1452	59	1,229	83	7,417
2	$4,102 \cdot 10^{-3}$	36	0,1609	60	1,328	84	8,021
3	$5,291 \cdot 10^{-3}$	37	0,1789	61	1,434	85	8,675
4	$6,695 \cdot 10^{-3}$	38	0,1975	62	1,558	86	9,337
5	$8,340 \cdot 10^{-3}$	39	0,2198	63	1,683	87	10,02
6	0,01026	40	0,2438	64	1,812	88	10,76
7	0,01247	41	0,2705	65	1,951	89	11,61
8	0,01501	42	0,2980	66	2,106	90	12,52
9	0,01791	43	0,3274	67	2,281	91	13,47
0	0,02115	44	0,3598	68	2,454	92	14,45
1	0,02484	45	0,3928	69	2,642	93	15,63
2	0,02898	46	0,4264	70	2,854	94	16,80
3	0,03362	47	0,4631	71	3,079	95	18,03
4	0,03875	48	0,5015	72	3,325	96	19,51
5	0,04456	49	0,5407	73	3,565	97	21,00
6	0,05118	50	0,5836	74	3,847	98	22,52
7	0,05822	51	0,6325	75	4,148		
8	0,06334	52	0,6823	76	4,449		

формуле для кулоновского поля с учетом поправок на экранирование и конечные размеры ядра по данным рис. 1.

Значения f_K в табл. 2 приведены для 20 значений энергии переход

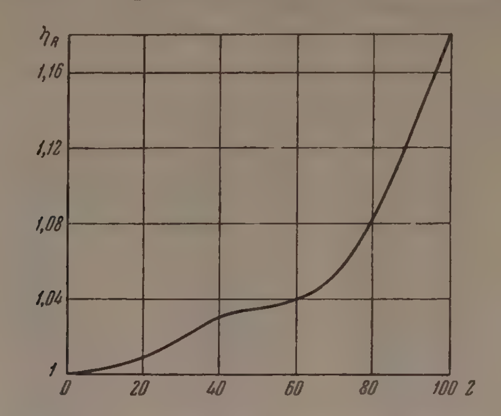


Рис. 1. Поправка на конечные размеры ядра и экранирование для разрешенного K-захвата

E_0. Промежуточные значения функции f_K могут находиться путем интер полирования табличных данных. Характер поведения f_K в зависимост от энергии перехода показан на рис. 2.

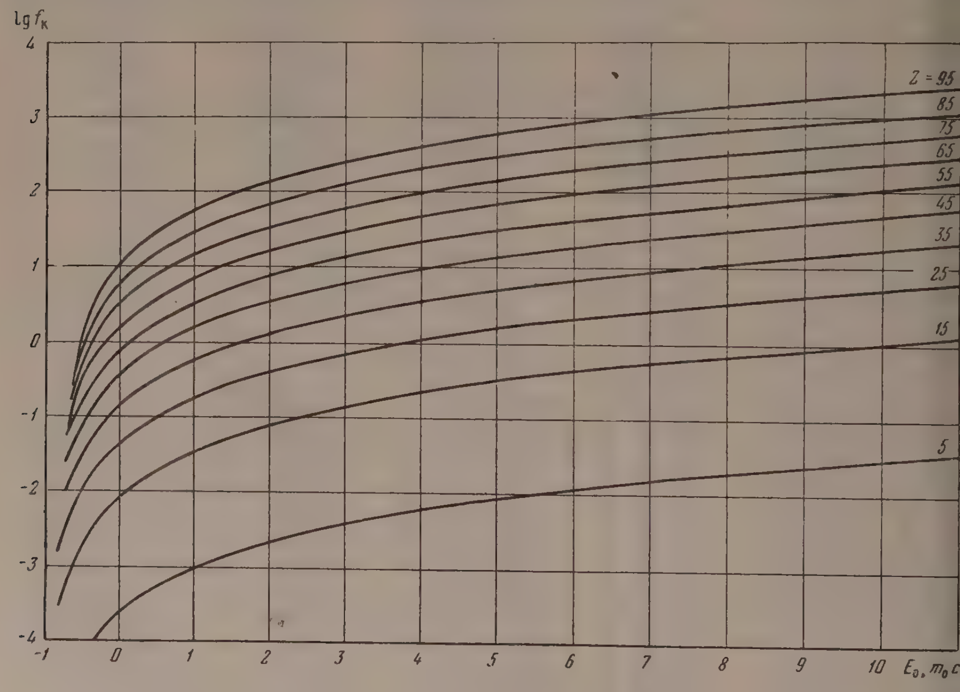


Рис. 2. Зависимость функции f_K от энергии перехода E_0

В тех областях, где функция изменяется круто, значения f_K можн находить по формуле (1).

Для ускорения расчетов в табл. 3 приведены значения функци $\frac{\pi}{2} G_K^2$. Для вычисления f_K значения, полученные из табл. 3, следуе умножить на величину $(E_0 + E_K)^2$.

Функции, необходимые для вычисления вероятности запрещенного K-захвата

Вероятность запрещенного K-захвата, так же как вероятность β-рас-ца, может быть записана через известный фактор запрещенного пере-ца C [13, 14], если использовать для K-захвата следующие коэффи-енты, выражающиеся через волновые функции K-электрона:

$$L_0 = G_K^2, \qquad P_0 = G_K^2,$$
$$M_0 = R^{-2}F_K^2, \qquad Q_0 = -R^{-2}F_K^2,$$
$$N_0 = R^{-1}G_KF_K, \qquad R_0 = R^{-1}G_KF_K.$$

Таблица 4

Значения функций L_0, M_0 и N_0 для K-захвата

Z	L_0	M_0	N_0	Z	L_0	M_0	N_0
5	$1,630\cdot10^{-4}$	$8,065\cdot10^{-4}$	$-3,626\cdot10^{-4}$	53	0,4706	51,96	—4,946
6	$2,918\cdot10^{-4}$	$1,831\cdot10^{-3}$	$-7,307\cdot10^{-4}$	54	0,5105	56,70	—5,380
7	$4,754\cdot10^{-4}$	$3,640\cdot10^{-3}$	$-1,315\cdot10^{-3}$	55	0,5550	61,01	—5,818
8	$7,256\cdot10^{-4}$	$6,597\cdot10^{-3}$	$-2,188\cdot10^{-3}$	56	0,6068	66,74	—6,363
9	$1,052\cdot10^{-3}$	0,01077	$-3,365\cdot10^{-3}$	57	0,6654	73,66	—7,001
10	$1,468\cdot10^{-3}$	0,01758	$-5,082\cdot10^{-3}$	58	0,7217	81,40	—7,666
11	$1,984\cdot10^{-3}$	0,02636	$-7,231\cdot10^{-3}$	59	0,7823	89,83	—8,387
12	$2,612\cdot10^{-3}$	0,03895	—0,01009	60	0,8455	100,4	—9,213
13	$3,368\cdot10^{-3}$	0,05585	—0,01372	61	0,9132	112,1	—10,12
14	$4,262\cdot10^{-3}$	0,07812	—0,01824	62	0,9920	122,8	—11,04
15	$5,310\cdot10^{-3}$	0,1066	—0,02380	63	1,071	135,1	—12,03
16	$6,533\cdot10^{-3}$	0,1399	—0,03024	64	1,154	148,8	—13,10
17	$7,937\cdot10^{-3}$	0,1856	—0,03838	65	1,242	165,0	—14,32
18	$9,557\cdot10^{-3}$	0,2406	—0,04794	66	1,341	181,2	—15,59
19	0,01140	0,3099	—0,05945	67	1,452	199,8	—17,04
20	0,01346	0,3826	—0,07177	68	1,563	220,2	—18,51
21	0,01581	0,4864	—0,08766	69	1,682	242,9	—20,21
22	0,01845	0,5977	—0,1050	70	1,817	266,8	—22,01
23	0,02140	0,7391	—0,1257	71	1,960	293,8	—23,99
24	0,02467	0,9002	—0,1356	72	2,117	320,9	—26,07
25	0,02837	1,080	—0,1750	73	2,270	353,7	—28,34
26	0,03258	1,345	—0,2093	74	2,449	397,4	—30,84
27	0,03706	1,596	—0,2432	75	2,641	428,4	—33,63
28	0,04223	1,952	—0,2871	76	2,833	466,8	—36,37
29	0,04752	2,310	—0,3313	77	3,045	507,8	—39,32
30	0,05382	2,631	—0,3763	78	3,291	553,7	—42,69
31	0,06003	3,132	—0,4336	79	3,531	605,8	—46,25
32	0,06708	3,615	—0,4923	80	3,799	667,4	—50,36
33	0,07479	4,281	—0,5659	81	4,100	735,4	—54,91
34	0,08323	4,795	—0,6317	82	4,385	799,6	—59,21
35	0,09242	5,579	—0,7182	83	4,722	883,4	—64,58
36	0,1024	6,367	—0,8076	84	5,106	960,1	—70,02
37	0,1139	7,329	—0,9140	85	5,523	1065	—76,70
38	0,1257	8,482	—1,032	86	5,944	1156	—82,89
39	0,1399	9,801	—1,171	87	6,376	1263	—89,77
40	0,1552	11,08	—1,312	88	6,850	1374	—97,02
41	0,1722	12,98	—1,495	89	7,388	1523	—106,1
42	0,1897	14,19	—1,640	90	7,969	1657	—114,8
43	0,2084	16,28	—1,842	91	8,573	1818	—124,8
44	0,2290	18,65	—2,066	92	9,196	1965	—134,4
45	0,2500	21,23	—2,303	93	9,948	2160	—146,8
46	0,2714	24,47	—2,577	94	10,69	2380	—159,5
47	0,2948	28,28	—2,887	95	11,48	2568	—171,7
48	0,3192	32,23	—3,207	96	12,42	2837	—187,7
49	0,3442	36,82	—3,560	97	13,37	3092	—203,3
50	0,3715	40,11	—3,860	98	14,34	3309	—217,8
51	0,4026	43,77	—4,197				
52	0,4343	47,81	—4,558				

$P_0 = L_0;\ Q_0 = -M_0;\ R_0 = N_0;\ L_1 = P_1 = 0.$

Исходя из данных табл. 1, мы протабулировали значения этих функций. Знание их позволяет проводить анализ запрещенных переходов ядер путем K-захвата, что вместе с анализом данных ветви позитронного распада дает возможность получать ряд существенных сведений об изменении состояния ядра при β-переходе.

Для запрещенных переходов, в выражение для вероятности которых входят «малые» компоненты волновых функций F_K, поправки на конечные

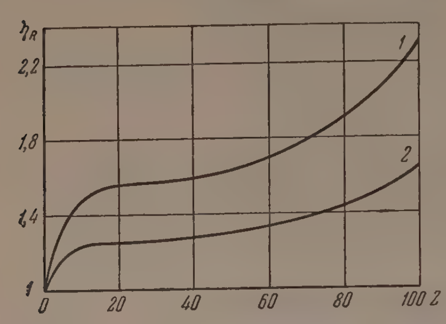


Рис. 3. Поправка на конечные размеры ядра и экранирование: 1 — для функции M_0; 2 — для функции N_0

размеры ядра и экранирование, как можно видеть из рис. 3, играют значительно бóльшую роль, чем для разрешенных переходов. Для тяжелых элементов поправки уменьшают значения M_0 в два раза и N_0 — в полтора раза. При $Z = 25$ поправки, соответственно, имеют величину 55 и 25%.

Значения функций L_0, M_0 и N_0, найденные с учетом конечных размеров ядра и экранирования, приведены в табл. 4.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Metropolis M., Reitz J., J. Chem. Phys., 19, 555 (1951).
2. Слив Л., ЖЭТФ, 17, 1049 (1947).
3. Konopinski E., Rev. Mod. Phys., 15, 209 (1943).
4. Slater J., Phys. Rev., 36, 51 (1930).
5. Moszkowski S., Phys. Rev., 82, 35 (1951).
6. Feenberg E., Trigg G., Rev. Mod. Phys., 22, 399 (1950).
7. Landolt-Börnstein, 1, st. 5.—Berlin (1952).
8. Benoist-Gueutal P., Ann. de Phys., 8, 593 (1953).
9. Zweifel P., Phys. Rev., 96, 1572 (1954).
10. Reitz J., Phys. Rev., 77, 10 (1950).
11. Рапопорт Л., ЖЭТФ, 25, 282 (1953).
12. Malcolm I., Strachan C., Proc. Cambr. Phil. Soc., 47, 610 (1951).
13. Konopinski E., Uhlenbeck G., Phys. Rev., 60, 308 (1941).
14. Smith A., Phys. Rev., 82, 955 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

..X, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Л. Н. ЗЫРЯНОВА

О РОЛИ ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО ВАРИАНТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТЕОРИИ β-РАСПАДА

В последние годы достигнут значительный прогресс в установлении ..а β-взаимодействия. Выяснено, что основную роль при β-распаде ..ают взаимодействия S- и T-типов ($\frac{\lambda_T}{\lambda_S} \approx 1,3$) и исключено присутствие ..метной степени взаимодействий V- и A-типов. Однако до настоящего ..мени не имеется прямых доказательств возможного присутствия ..арианта в общем законе β-взаимодействия. Ряд выводов о значении ..вдоскалярного варианта и величине коэффициента λ_P был получен ..редыдущие годы [1—4] на основе анализа формы β-спектра RaE в пред..ожении, что спин RaE есть 0. Однако в дальнейшем, когда измерения ..казали, что спин RaE равен 1, эти выводы потеряли свое значение. ..едполагают [5], что косвенным доказательством присутствия P-взаимо..ствия в β-распаде является относительно меньшая величина приведен..о времени жизни ft для β-переходов первого запрещения, принадле..щих к типу $\Delta I = 0$ по сравнению с величинами ft для переходов типа .. $= 1$.

В данной работе получен ряд выводов о роли P-варианта в β-распаде .. основе анализа формы запрещенных β-спектров.

Из правил отбора для β-распада известно, что наибольшее значение ..заимодействие имеет для β-переходов первого запрещения между уров..и с нулевыми спинами и разной четностью. С целью выяснения вопроса ..рисутствии P-взаимодействия в общем законе β-распада мы провели ..лиз известных 0—0-переходов с изменением четности.

В настоящее время известно более десяти случаев β-распада ядер, ..оторых установлен или подозревается 0—0-переход с изменением ..ности. Для теоретического анализа, однако, пригодны лишь те случаи, ..да β-спектр, отвечающий 0—0-переходу, не затемняется в значитель.. степени спектрами от переходов на другие уровни ядра, а спины ядер.. состояний установлены достаточно надежно. В настоящее время этим ..овиям удовлетворяют лишь β-спектры, связанные с переходом между ..овными уровнями ядер Pr^{144}— Nd^{144} и Tl^{206}— Pb^{206}. Ниже мы оста..имся подробнее именно на этих двух β-спектрах.

Pr^{144} (17,5 мин) является продуктом β-распада Ce^{144}; β-спектры Ce^{144}— ..^{44} и схема их распада изучались в работах [6—10]. Схема распада ..^{44}— Pr^{144}— Nd^{144}, полученная в работе Эммериха с сотрудниками ..], приведена на рис. 1. Для нашей задачи представляет интерес жест.. β-спектр Pr^{144} с граничной энергией 2,98 MeV (97,3 ± 0,8 %), ..ечающий переходу между уровнями 0^-—0^+. График Кюри β-спектра ..^{44}— Pr^{144} изображен на рис. 2. Помимо жесткой компоненты ..3 MeV, β-спектр содержит два слабых β-спектра Pr^{144}— 2,28 MeV (0,8± ..,3%) и 0,80 MeV (1,9±0,5%) и ряд компонент β-спектра Ce^{144}, лежащих ..бласти ниже 0,3 MeV. На участке 2,3—2,8 MeV график Кюри β-спектра ..^{44} является прямолинейным. Экстраполяция жесткого спектра в мяг.. область по формуле Ферми позволяет выделить две β-компоненты .. и 0,8 MeV, интенсивности которых согласуются в пределах 2 % с ин..сивностями, полученными из прямых, более точных измерений с γ-лу-

чами. Таким образом, из экспериментальных данных известно, что п
энергиях выше 300 keV не имеется отклонений выше 2—3 % жестк
β-спектра Pr^{144} от фермиевской формы.

В схеме распада, приведенной на рис. 1, приписание спиновых х
рактеристик 0^+ уровням основных состояний Ce^{144} и Nd^{144} произведе
на основании общего пра
ла об уровнях четно-четн
ядер. Отрицательная ч
ность основного состоян
Pr^{144} вытекает из величи
ft для β-переходов $Ce^{144} \to Pr$
($\lg ft = 7{,}5$) и $Pr^{144} \to Nd$
($\lg ft = 6{,}5$), характерных д
переходов первого зап
щения в области, удаленн
от ядер с замкнутыми об
лочками. Приписание спин
основному состоянию Pr^{144}
имеет прямого эксперим
тального доказательст
однако позволяет созда
согласованную схему рас
да и использовано во в
цитированных выше работ
В данной работе ана
β-спектра Pr^{144} с энерги

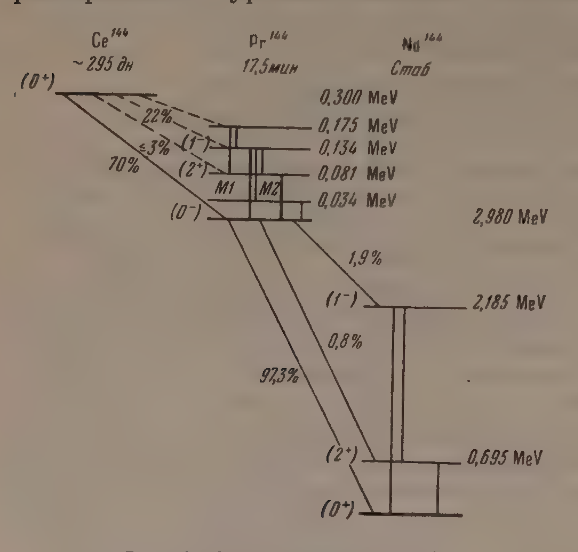


Рис. 1. Схема распада Pr^{144}

2,98 MeV проведен в предположении, что это есть 0^-— 0^+-перех
β-Спектр Tl^{206} изучался в работе Альбургера и Фридландера [1
У ядра Pb^{206} (рис. 3), помимо основного уровня 0^+, известен урове
2^+ с энергией 800 keV. Однако тщательное исследование с сильным ист
ником Tl^{206} показало отсутствие γ-лучей и элект
нов конверсии, что заставляет считать β-спектр Т
простым. График Кюри β-спектра изображен на рис.
На участке 0,6 ÷ 1,51 MeV график прямолинейн
Отклонения в мягкой области от фермиевской ф
мы, как указывают авторы, возможно, происходят
счет толщины источника. Граничная энергия β-спе
тра (1,51 ± 0,01) MeV и период полураспада T
= (4,2±0,1) мин приводят к величине $\lg ft = 5$
Эта величина характерна для β-переходов перв
запрещения в области ядер, имеющих почти заполн
ные оболочки нейтронов и протонов (Tl^{206} состоит

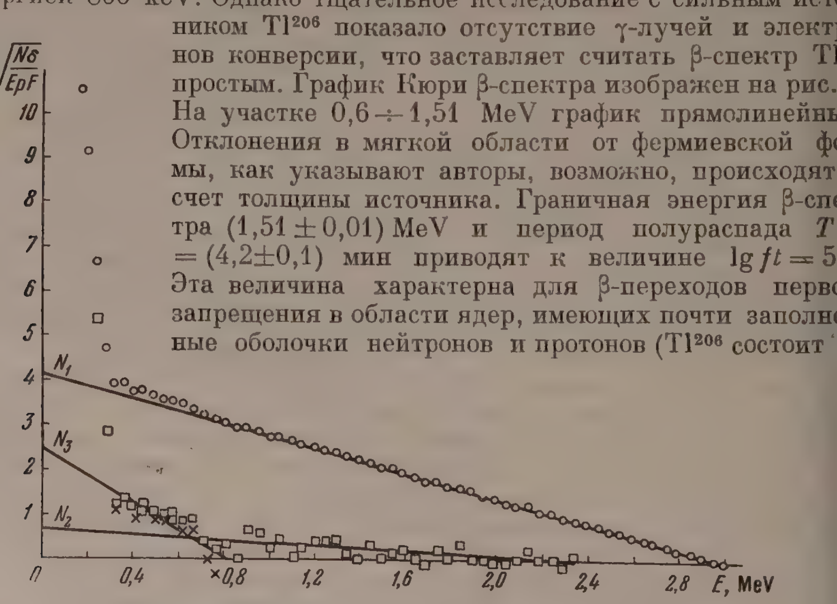


Рис. 2. Экспериментальный β-спектр Pr^{144} (график Кюри; измерения Эммериха, Ауса и Курбатова)

81 p и 125 n). С этим фактом связан вывод, что при β-переходе Tl^{206}
$\to Pb^{206}$ происходит изменение четности. Отсутствие γ-лучей при β-распа
Tl^{206} говорит о запрещенности перехода Tl^{206} на возбужденный урове
Pb^{206}. На этой основе нижнему состоянию Tl^{206} приписывается спин

Гаким образом, можно считать, что при β-распаде Tl^{206} происходит эход между уровнями $0^- - 0^+$, и график Кюри, отвечающий этому эходу, является прямолинейным в области выше 600 keV. При анализе мы β-спектров Tl^{206} и Pr^{144}, проведенном ниже, мы принимали, что ериментальная точность в измерении формы β-спектров составляет 5%.

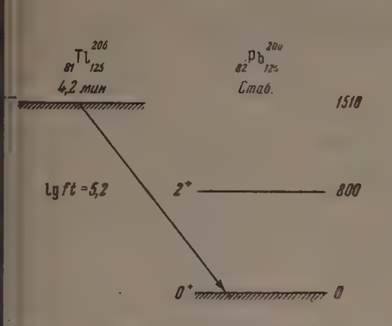


Рис. 3. Схема распада Tl^{206}

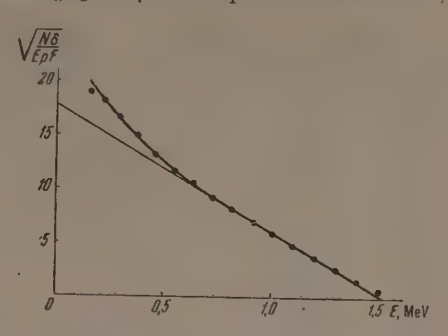


Рис. 4. Экспериментальный β-спектр Tl^{206} (график Кюри; измерения Альбургера и Фридландера)

Рассмотрим теперь, к каким предсказаниям в отношении формы ектра этих переходов приводит теория β-распада.

Из правил отбора известно, что в S- и V-вариантах теории нет 0—0-эходов с изменением четности. Если далее на основе выводов из теории оещенных переходов не учитывать A-вариант, то в теории остаются возможности для описания 0—0, да-переходов: T-вариант и линейкомбинация T- и P-вариантов $\lambda_T T + \lambda_P P$.

Рассмотрим вначале теоретическую форму спектра Pr^{144} и Tl^{206} в арианте теории. Поправочный коэффициент C_T для 0—0, да-переходов эт вид [12]:

$$C_T = \left(\frac{1}{9} K^2 L_0 + M_0 + \frac{2}{3} K N_0\right) \left|\int \sigma \cdot r\right|^2, \tag{1}$$

K — энергия нейтрино.

Для определения C_T мы провели расчеты коэффициентов L_0, M_0, N_0, Q_0 и R_0 с учетом кулоновского поля, экранирования и конечных меров ядра. Конечные размеры учтены с использованием модели равэрно заряженного шара, радиус которого принимался равным $10^{-13} A^{1/3}$ см. Рассчитанные таким образом коэффициенты L_0, M_0 и

Таблица 1

Функции β-электронов, необходимые для анализа формы спектра Pr^{144}

keV	M_0	N_0	P_0	Q_0	R_0
1	121,106	—11,0038	0,896368	—107,025	—9,79579
100	123,768	—11,1228	0,749844	—89,3754	—8,18961
400	130,470	—11,4184	0,500826	—59,3558	—5,46038
600	134,402	—11,5889	0,409701	—48,3319	—4,46102
800	138,204	—11,7516	0,346453	—40,6702	—3,76764
000	141,914	—11,9082	0,300645	—35,1189	—3,26600
200	145,710	—12,0664	0,263767	—30,7082	—2,86503
500	151,082	—12,2869	0,224289	—25,7596	—2,42721
800	156,596	—12,5092	0,194719	—22,1115	—2,10259
000	160,302	—12,6565	0,178914	—20,1485	—1,92900
200	164,038	—12,8032	0,165459	—18,4644	—1,78103
400	167,811	—12,9497	0,153862	—17,0051	—1,65351
600	171,616	—13,0957	0,143745	—15,7245	—1,54224
800	175,456	—13,2414	0,134886	—14,5972	—1,44480
950	178,370	—13,3510	0,128896	—13,8263	—1,37877

др. для Pr^{144} и Tl^{206} приведены в табл. 1 и 2. Коэффициенты запис
в предположении, что при вычислении теоретической формы разреш
ного спектра по формуле Ферми эффекты экранирования и конечных
меров учтены должным образом. В таком случае функция $L_0 \equiv 1$.

Таблица

Фракции β-электронов, необходимые для анализа формы спектра Tl^{206}

ε, keV	M_0	N_0	P_0	Q_0	R_0
1	186,149	—13,6418	0,795865	—144,541	—10,274
100	189,395	—13,7593	0,664589	—120,323	—8,945
200	192,408	—13,8678	0,569281	—102,773	—7,654
400	197,765	—14,0590	0,441584	—79,1896	—5,921
600	202,949	—14,2420	0,360175	—64,1844	—4,819
800	207,841	—14,4124	0,303681	—53,7148	—4,052
1000	212,642	—14,5780	0,262231	—46,0043	—3,490
1200	217,427	—14,7412	0,230498	—40,0838	—3,059
1400	222,192	—14,9017	0,205484	—35,3876	—2,719
1500	224,582	—14,9817	0,194846	—33,3858	—2,574

Найденные по формуле (1) факторы формы C_T изображены для P
на рис. 5 и для Tl^{206} на рис. 6 (сплошные линии). Пунктирные линии
этих рисунках показывают те пределы, в которых заключен эксперим
тальный коэффициент C для β-спектров Pr и Tl при точности измере
±5 %. Теоретическая и экс
риментальная кривые для
совмещены при 300 keV
Pr^{144} и при 600 keV для Tl
Как можно видеть из э
рисунков, в случае Pr^{144}
хождение эксперименталь
и теоретического коэффиц
тов C значительно превыш
экспериментальные погреш
сти. В случае Tl^{206} та
имеется заметное, хотя и м
шее, расхождение теорет
ских и эксперименталь
данных. Из этого факта мо
сделать вывод, что T-вари
предсказывает форму спек
которая не может объясн
экспериментальные данн

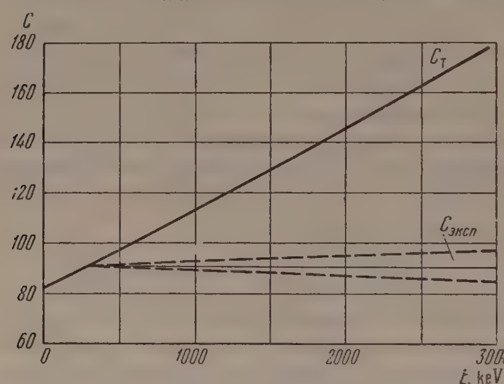


Рис. 5. Коэффициенты C_T и $C_{эксп}$ для Pr^{144}. Прерывистые линии показывают пределы, накладываемые экспериментом на коэффициент C при погрешности измерения 5%

Как видно из уравнения (1), теоретическая форма спектра перв
запрещения 0 — 0-перехода в T-варианте, в отличие от фо
большинства других запрещенных β-спектров, зависит лишь от од
ядерного матричного элемента и поэтому является однозначной. Этот ф
приводит к однозначному выводу, что один T-вариант не в состоя
объяснить наблюдаемую форму спектров Pr^{144} и Tl^{206}.

Таким образом, для объяснения формы β-спектра указанных я
необходимо привлекать псевдоскалярный вариант теории.

Рассмотрим теперь теоретическую форму спектра исследуемых пер
дов в TP-варианте теории. Поправочный коэффициент C в этом сл
должен быть взят в виде [12]:

$$C = \lambda_T^2 \left[C_T + \frac{\lambda_P}{\lambda_T} C_{PT} + \left(\frac{\lambda_P}{\lambda_T}\right)^2 C_P \right],$$

$$C_P = \frac{1}{4M^2} \left\{ (U^2 + 1) M_0 - 2UQ_0 + \frac{2}{3} K [(U^2 - 1) N_0 + 4(UM_0 - Q_0)] - \right.$$

$$+\frac{K^2}{9}\left[(U^2+1)\,L_0-2\,UP_0+16\,M_0+8\,(UN_0-R_0)\right]\Big\}\left|\int\sigma\cdot r\right|^2, \qquad (3)$$

$$т=-\frac{1}{M}\left\{UM_0-Q_0+\frac{2}{3}K\,(2M_0+UN_0)+\frac{K^2}{9}(UL_0-P_0+4N_0)\right\}\left|\int\sigma\cdot r\right|^2, \quad (4)$$

е M — масса нуклона, E — энергия электрона, $U=E-V-K$, — потенциал центрального поля.

Характерной особенностью опять является то, что все три поправоч-х коэффициента C_T, C_P и C_{PT} содержат один и тот же ядерный матрич-й элемент. Следовательно, рма спектра зависит лишь от вестных функций β-электро-в L, M, N и др. и значений эффициентов λ_T и λ_P. Таким разом, исследование формы спектров в этом случае по-оляет путем сравнения с опы-м фиксировать величину от-шения λ_P/λ_T, характеризую-ую относительную долю и T-взаимодействий в β-рас-де.

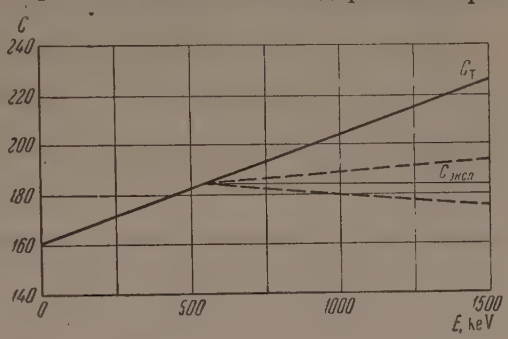
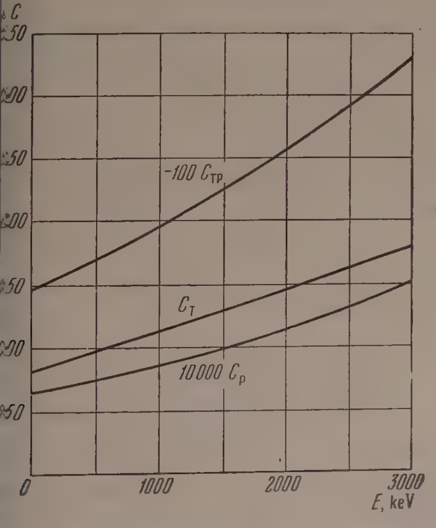


Рис. 6. Коэффициенты C_T и $C_{эксп}$ для Tl^{206}. Прерывистые линии показывают пределы, накладываемые экспериментом на коэффициент C при погрешности измерения 5%

На рис. 7 представлены ко-фициенты C_T, C_P и C_{PT} для ^{144} и на рис. 8 — те же коэф-циенты для Tl^{206}. Как видно, е три коэффициента возрастают с увеличением энергии, откуда ожно определить неизвестный знак величины $\frac{\lambda_P}{\lambda_T}\equiv x$.

Очевидно, что если взять сумму коэффициентов, изображенных на ис. 7 и 8, то согласие с опытом при любых x может только ухудшиться,



с. 7. Коэффициенты C в TP-варианте для Pr^{144}

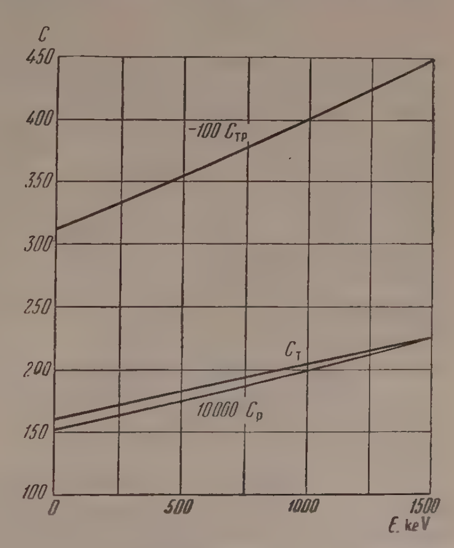


Рис. 8. Коэффициенты C в TP-варианте для Tl^{206}

к как суммарный коэффициент C будет более сильно возрастать с уве-ичением энергии частиц. Чтобы теоретический коэффициент C получить возможности независящим от энергии, член с коэффициентом C_{PT} едует отнимать от суммы двух других членов. Отсюда непосредственно

можно определить, что знак величины λ_P/λ_T является положительны
Поскольку опять теоретические предсказания являются однозначным
этот вывод может быть сделан с достоверностью.

Рассмотрим далее вопрос о численном значении величины x. Дл
его решения была исследована зависимость от энергии коэффицента
при различных величинах x.

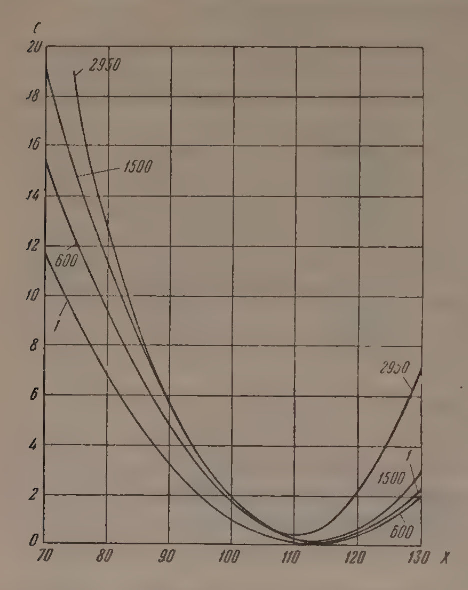


Рис. 9. Коэффициент C для Pr^{144} в зависимости от $x \equiv \lambda_P/\lambda_T$.
Цифры у кривых указывают значение энергии β-частицы в keV

На рис. 9 представлен коэфф
циент C для Pr^{144} как функция
при различных энергиях β-эле
тронов. Слабая зависимость
от энергии наблюдается в рай
не $x = 100 \div 120$. В этой о
ласти параметра x коэффициенты
были сравнены с опытом. Наилучша
подгонка к экспериментальным да
ным о β-спектре Pr^{144} получена п
$\lambda_P/\lambda T = 110 \div 114$. На рис. 10 пре
ставлен коэффициент C для Pr^{144} и
рис. 11 — теоретическая форм
β-спектра в координатах Кюри в T
варианте теории при $\lambda_P/\lambda_T = 11$
Форма β-спектра является непрям
линейной, в жесткой части (п
энергиях >1000 keV) β-спектр похо
на уникальный, в мягкой облас
имеется возрастание числа электр
нов малых энергий.

Хотя теоретический коэффицие
C для Pr^{144} несколько выходит
избранные нами $\pm 5\%$ в наклоне
к оси абсцисс, этот факт, по-вид
мому, не находится в противоречии с экспериментальными результатам
если учесть некоторую неопределенность экспериментальной форм
спектра 0—0-перехода Pr^{144}, связанную с наличием слабых компоне
с граничными энергиями 2280 и 800 keV, а также тенденцию к спрямл
нию компонент экспериментального спектра. На рис. 11, изображающем теоретический спектр Pr^{144}, пунктирная линия представляет прямолинейный спектр. Учитывая присутствие слабых компонент 2280 и 800 keV, можно видеть, что отклонения теоретического спектра в ординатах от этой прямой не превышают погрешность эксперимента.

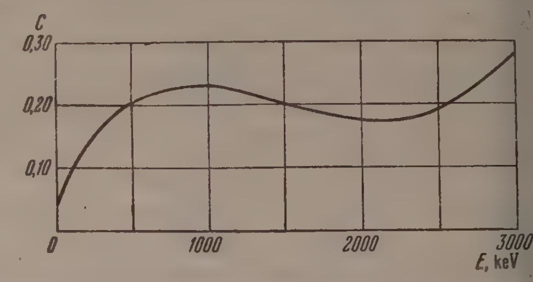


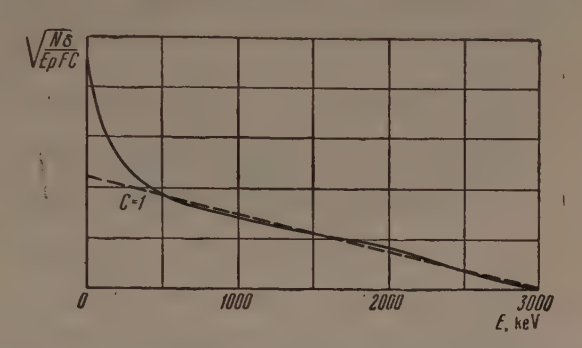
Рис. 10. Коэффициент C для Pr^{144} в TP-вариант теории при $\lambda_P/\lambda_T = 112$

Таким образом, из анализа формы β-спектра Pr^{144} можно придти к вы
воду, что лучшее согласие теоретического спектра с опытом имеетс
в TP-варианте теории при $\lambda_P/\lambda_T \approx +112$.

Перейдем теперь к β-спектру Tl^{206}. Зависимость C от λ_P/λ_T при ра
ных энергиях представлена на рис. 12. Сближение коэффициента C опят
наблюдается при λ_P/λ_T в районе 100. Наилучшая подгонка формы спек
тра к экспериментальным данным была получена при $\lambda_P/\lambda_T = 10$
(рис. 13 и 14). В случае Tl^{206} в области энергии выше 600 keV (досто
верные экспериментальные данные) имеется согласие с опытом. Для те
ретического спектра характерно увеличение числа медленных электроно

сравнению с прямолинейным характером спектра при энергиях ниже keV.

Таким образом, из независимого анализа двух β-спектров получены ения величины λ_P/λ_T, близкие одна к другой (+112 и +101). Это



11. Теоретическая форма ктра Pr^{144} в TP-варианте теопри $\lambda_P/\lambda_T = 112$ (график Кюри)
ывистая линия — разрешенная форма β-спектра

адение, которое при ряде существующих в теории приближений щует считать хорошим, очевидно, не является тривиальным. Для боль- достоверности выводов о величине отношения λ_P/λ_T в β-распаде ательно проведение тщательных точных измерений формы β-спектров 4 и Tl^{206}, а также β-спектров других 0—0-переходов первого запреия, в особенности в области малых энергий.

Из рис. 10 и 13 можно заметить, что суммарный коэффициент C, согласуемый с опытом, является малой величиной по сравнению с каждым из его слагаемых. Ввиду такой сильной компенсации очевидно, что существенно учитывать влияние поля атома на β-электроны, т. е. вычислять функции L, M, N с боль-

. 12. Коэффициент C для Tl^{206} в висимости от $x \equiv \lambda_P/\lambda_T$. Цифры кривых указывают значение энергии β-частицы в keV

Рис. 13. Коэффициент C для Tl^{206} в TP-варианте теории при $\lambda_P/\lambda_T = 101$

й степенью точности. Для того чтобы проверить, какое влияние на сланные выше выводы может иметь метод расчета L, M, N, анализ ктра Pr и Tl был проведен с функциями L, M, N, рассчитанными без та экранирования и конечных размеров ядра, а также при учете ечных размеров ядра для радиуса $1{,}5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см. Расчеты показали, основные выводы не зависят от характера предположения, положено в основу расчетов электронных волновых функций.

Следует отметить, что в настоящей работе анализ β-спектров в P-варианте проведен в рамках существующей теории, содержащей ряд при-

ближений, которые могут искажать результаты. В частности, приведе ные выше выражения для коэффициентов C_P и C_{PT} выведены в нерелят вистском приближении для нуклонов. Известно [12], что для P-вариан это приближение, а также ряд других имеющихся пренебрежений, явл ются значительно более грубыми, чем для S- и T-вариантов. По эт причине возможно, что теоретическая форма спектра, полученная д Pr^{144} и Tl^{206}, не будет по тверждена на опыте в дет лях. Однако, как видно вышеизложенного, общ вывод о необходимости пр сутствия P-взаимодейств в β-распаде для объяснен формы спектра Pr^{144} и Tl и заключение о том, ч $\lambda_P \gg \lambda_T$, могут быть сдела достаточно определенно.

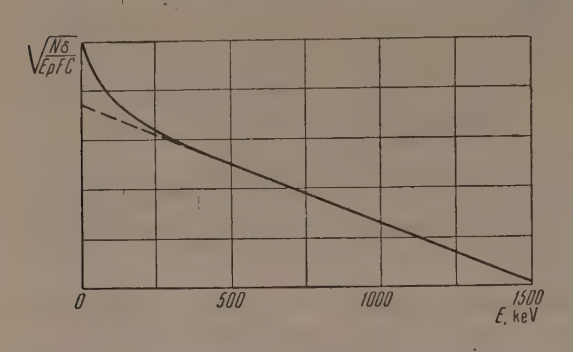


Рис. 14. Теоретическая форма β-спектра Tl^{206} (график Кюри) в TP-варианте теории при $\lambda_P / \lambda_T = 101$.

Прерывистая линия — разрешенная форма β-спектра

Малая величина (~0, коэффициента C, объясня щего опытные данные о фо ме β-спектров Pr^{144} и Tl^{2} говорит о наличии «уничт жающей интерференции» случае данных переходо Этот вывод, однако, не согл суется с тем фактом, что ft для обоих переходов имеют величину, сходн с величиной ft других β-переходов первого запрещения с $\Delta I = 0$, г как известно, не происходит уничтожающей компенсации. Возможн что это несоответствие связано с тем, что теория P-варианта, как уже у зывалось, является значительно менее точной, чем в случае остальн вариантов взаимодействия. Вместе с тем возможно, что предположен о сравнительно большой величине матричного элемента $|\int \sigma \cdot r|$, которое обходимо делать в связи с малым значением C, не является серьезн противоречием теории. В работах Рудермана [13] и Хербста [14] бы показано, что величина $|\int \sigma \cdot r|$ сильно зависит от предположений о характе ядерных сил и в настоящее время нельзя дать оценку $|\int \sigma \cdot r|$ или оцен отношения этого матричного элемента к другим матричным элемент первого запрещения даже по порядку величины.

Приношу глубокую благодарность Б. С. Джелепову и Л. А. Сли за обсуждение результатов этой работы.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Petschek A., Marshak R., Phys. Rev., 85, 698 (1952).
2. Ahrens T., Feenberg E., Primakoff H., Phys. Rev., 87, 663 (19
3. Alaga G., Kgl. Danske Selsk. Vidd., Math.-fys. Medd., 28, 3 (1953).
4. Nataf M., Compt. Rend., 239, 341 (1954).
5. King R., Peaslee D., Phys. Rev., 94, 1284 (1954).
6. Porter F., Cook C., Phys. Rev., 87, 464 (1952).
7. Emmerich W., John G., Kurbatov J., Phys. Rev., 82, 968 (19
8. Keller H., Cork J., Phys. Rev., 84, 1079 (1951).
9. Alburger D., Kraushaar J., Phys. Rev., 87, 448 (1952).
10. Emmerich W., Auth W., Kurbatov J., Phys. Rev., 94, 110 (19
11. Alburger D., Friedlander G., Phys. Rev., 82, 977 (1951).
12. Rose M., Osborn R., Phys. Rev., 93, 1314 (1954).
13. Ruderman M., Phys. Rev., 89, 1227 (1953).
14. Herbst R., Phys. Rev., 96, 372 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Я. И. ГАЗИЕВ, К. П. МИТРОФАНОВ и В. С. ШПИНЕЛЬ

ИЗУЧЕНИЕ ДВУХЛИНЗОВОГО β-СПЕКТРОМЕТРА И УЛУЧШЕНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ ФОКУСИРОВКИ

Введение

В настоящее время двухлинзовые β-спектрометры находят все ıее широкое применение в ядерной спектроскопии. В области разреше-й $\eta = 1$—4 %, по светосиле ω и по величине L, равной произведению ω площадь источника σ ($L = \omega\sigma$), эти спектрометры превосходят многие ·гие. Большая светосила и особенности конструкции двухлинзового ıектрометра, позволяющие удобно сочетать этот прибор с люминес-ıтной аппаратурой, весьма важны для измерений совпадений.

Форма магнитного поля рассматриваемого β-спектрометра и, следова-ıьно, его фокусирующие свойства определяются размерами линз и ·стоянием между ними. В зависимости от выбора этих геометрических ·аметров характеристики прибора и тесно связанная с ними эконо-ıность прибора (расходуемая мощность) получаются различными. ·ıшими спектрометрическими характеристиками обладают приборы ıльно раздвинутыми линзами, создающими U-образное поле, но при ·м экономичность ухудшается. Например, для фокусировки электронов ·нергией 4 MeV потребляется мощность порядка 30 kW [1].

При сближении линз к центру прибора экономичность существенно ·чшается, но разрешающая способность и светосила ухудшаются. ·дует заметить, что электронно-оптические свойства двухлинзовых ·ктрометров пока изучены недостаточно. Теоретическое исследование ·их приборов осложнено необходимостью выполнения громоздких ·ленных расчетов для каждой выбранной формы поля.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию фо-·ирующих свойств двухлинзового β-спектрометра, изготовленного за-·ом «Физприбор», и улучшению кольцевой фокусировки при помощи ·тренней корректирующей катушки. Конструкция прибора разработана ·заданию 2-го НИФИ МГУ инженерами завода И. М. Беккерманом и · М. Роммером.

1. Особенности двухлинзовых β-спектрометров

На рис. 1 схематически изображены траектории (треки) электронов ·пектрометрах линзового типа. Хорошо известно, что сферическая ·рация в этих приборах, зависящая от выбранной формы поля, вызы-·т существенное ограничение разрешающей способности и светосилы.

Расчет продольного магнитного поля, не дающего сферической абер-·ии, был сделан в работе [2]. Практически осуществить точно такое поле ·екоторой ограниченной области не представляется возможным, так как ·раницах этой области напряженность поля должна быть равна беско-·ности. Некоторое приближение к теоретическому полю можно получить ·агнитной линзой, помещенной в железный кожух цилиндрической ·мы, закрытый с торцов цилиндрическими полюсами [3] или при по-·и двух тонких магнитных линз, расположенных на одной оси на не-·ром расстоянии одна от другой [4].

4*

Преимуществом магнитных линз без железа является меньшая сфери-ческая аберрация и отсутствие гистерезиса. Обычно используются тонки линзы, магнитное поле которых выражается формулой [5]:

$$H(z) = \frac{H_0}{1 + z^2/a^2},$$

где H_0 — магнитное поле центре линзы ($z = 0$), a — по-луширина распределени магнитного поля.

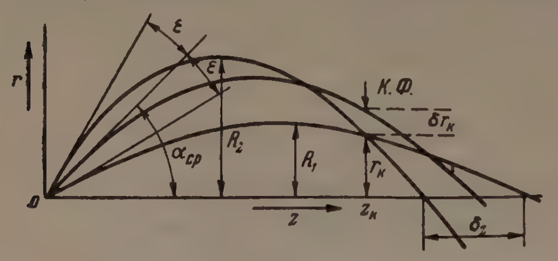


Рис. 1. Траектории электронов в линзовом спектрометре и принятые обозначения

Очевидно, форма магнит-ного поля, создаваемог двумя тонкими линзами определяется отношением a/l, где l—расстояние между цен-трами линз. Как показано в работе [6], диапазон рабочих значений a/l мал. Обычно $\frac{1}{6} \leqslant \frac{a}{l} \leqslant \frac{1}{3}$, так как при $\frac{a}{l} > \frac{1}{3}$ поле уже не имеет требуе-мой U-образной формы, а при значениях $\frac{a}{l} < \frac{1}{6}$ фокусирующие свой-ства прибора [6] мало отличаются от случая $\frac{a}{l} = \frac{1}{6} \div \frac{1}{5}$, но длин прибора увеличивается.

Однако и в двухлинзовых спектрометрах с формой магнитного пол. $H(z)$, близкой к теоретической [2] (рис. 2, *a*, кривая *1*), сферическая абер-рация еще значительна, особенно при $\frac{a}{l} = \frac{1}{3}$. Поэтому большое значе-ние имеет использование в этих приборах, как и в других типах продоль-ных спектрометров, выходной диафрагмы с кольцевой щелью в област кольцевого изображения. Двухлинзовые спектрометры с полем, изоб-раженным на рис. 2, *а* (*1*), использующие выходную диафрагму с коль-цевой щелью, имеют весьма хорошие характеристики, например, $\omega =$ $=4{,}5$ % от 4π при $\eta = 1$ % для точечного источника [7].

Теория таких приборов дана в работах [8, 9]. В работе [8] для траек-торий, не очень далеких от оси прибора, определены основные фокуси-рующие свойства спектрометра. Из выражений, полученных для радиус кольцевого фокуса $r_к$ и для положения его на оси $z_к$, следует, что с уве-личением угла вылета электрона $r_к$ возрастает, а $z_к$ уменьшается.

В случае точечного источника для углов вылета α в интервал $\alpha_{ср} - \varepsilon \div \alpha_{ср} + \varepsilon$ вследствие зависимости $r_к$ и $z_к$ от α кольцевое изобра-жение имеет конечную ширину

$$\delta r_к = 3\, C_s \cdot \alpha \cdot \varepsilon^2,$$

где C_s — коэффициент сферической аберрации [8]. При изменении ток в линзах на $\pm\Delta I/I$ или импульса электрона на $\Delta p/p$, согласно упомяну-той работе [8], радиус кольцевого изображения изменится на

$$\mp\, \delta r_c = 2\alpha_{ср} \cdot C_c \cdot \frac{\Delta p}{p},$$

где C_c—коэффициент хроматической аберрации. Для двухлинзовог спектрометра значения величин C_s и C_c необходимо брать в два раз больше, чем вычисленные Глезером [5] для тонкой линзы.

Разрешение $\eta = \frac{\Delta p}{p}$ определяется из условия $\delta r_c = \delta r_к$. Таким образом для точечного источника и кольцевой выходной диафгармы разрешени

$$\boxed{\eta = \frac{3}{2}\frac{C_s}{C_c} \cdot \varepsilon^2}.$$

Так как светосила $\omega = \varepsilon \sin \alpha_{cp}$, то, по [7],

$$\frac{\omega}{\sqrt{\eta}} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{C_c}{C_s}} \sin \alpha_{cp}.$$

Из последних соотношений следует, что необходимо использование зможно бóльших углов вылета электронов как для выгодного соотнония между светосилой и разрешением, так и для получения большой тосилы. Величина α_{max} ограничивается радиусом камеры, зависит от стояния между источником и детектором и от формы траектории.

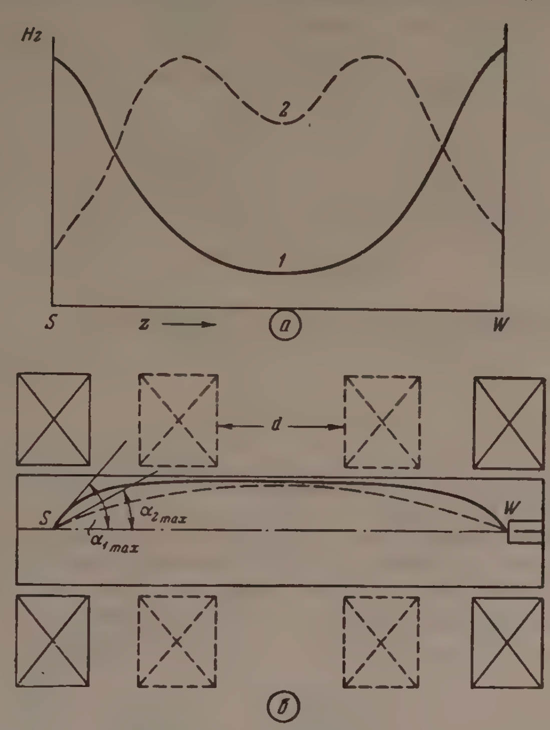


Рис. 2. Распределение магнитного поля Hz: вдоль оси двухлинзового спектрометра (*а*), для двух расположений линз (*б*); S — источник, W — счетчик, α_{max} —максимальный угол вылета фокусируемых электронов

З случае двухлинзового спектрометра характер траекторий допускает ьшие значения α_{max}, чем в спектрометре с тонкой линзой, при одинако- радиусе камеры и том же расстоянии между источником и детектором. З работе [7] описан двухлинзовый спектрометр с $\alpha_{cp} \sim 50°$. Для этого бора отношение $\frac{\omega}{\sqrt{\eta}}$, вычисленное по предыдущей формуле, равно а экспериментальное значение этой величины равно 0,5 ($\omega = 4,6$ % $= 0,9$ %). Такое расхождение следует отнести за счет неточности мулы для больших α. Случай больших α в U-образном поле с $\frac{a}{l} = \frac{1}{5}$ несколько отличных полях, численно рассчитан в работе [10]. Экоичность двухлинзового β-спектрометра может быть существенно поена при переходе к фокусирующему полю, промежуточному между ваем поля, данного на рис. 2,*а* (*1*), и полем однолинзового спектрометра. ма поля такого спектрометра и соответствующее расположение линз азаны на рис. 2 пунктиром. Сближение линз к центру прибора при зменном положении источника и детектора приводит к тому, что умень-

шается область поля, где $\frac{\partial H(r, z)}{\partial r} < 0$, и сферическая аберрация во растает, а величина α_{max} падает (рис. 2,б). В результате характеристи прибора ухудшаются. Теоретически такие спектрометры мало исслед ваны [10].

В работе [11] экспериментально, при помощи электронно-лучевой м тодики исследовалась зависимость сферической аберрации от расстояни между внутренними поверхностями линз, которое менялось от 0 д 25 см. При этом было найдено, что с увеличением расстояния сферическ аберрация монотонно уменьшается.

Впервые зависимость сферической аберрации от расстояния меж линзами изучалась в работе [12], но в ней ошибочно [11] было получен что величина сферической аберрации проходит через минимум при ра движении катушек.

В работе [11] экспериментально установлено, что для зависимости ра решения двухлинзового спектрометра от размеров источника справе лива известная формула Дейча [13], выведенная для случая тонк линзы, без учета сферической аберрации:

$$\eta = 0{,}2\,\frac{mS + W}{R_1(m+1)},$$

где S — диаметр источника, m — увеличение линзы, W — диаметр око ка счетчика, R_1 — максимальное отклонение от оси внутреннего лу пучка; обычно $m = 1$, и тогда

$$\eta = 0{,}1\,\frac{S + W}{R_1}.$$

В общем случае выражение для η содержит еще член, обусловленн сферической аберрацией.

Для улучшения разрешения двухлинзового спектрометра в рабо [14] были применены установленные коаксиально внутри каждой лин корректирующие катушки, с которыми наблюдалось некоторое умен шение полуширины приборной линии. Однако влияние корректирующе магнитного поля внутренних катушек на ход траекторий детально не бы выяснено.

Возможность коррекции сферической аберрации тонкой линзы пут использования рассеивающего действия внутренней катушки, установле ной на оси прибора вне основного поля линзы, была отмечена в работ [15, 16]. Однако осуществление предложенной коррекции встречает пра тические затруднения.

Аналогичная коррекция в случае толстой линзы с корректирующ катушкой, помещенной на оси в центре прибора, была применена в р боте [17], что позволило существенно улучшить характеристики спектр метра и получить $\eta = 0{,}6$ % для источника диаметром 2 *мм* при ω $= 1{,}5$ %. Сопоставление характеристик некоторых двухлинзовых спектр метров приведено в таблице.

Характеристики некоторых двухлинзовых спектрометров

Авторы	Год	Диаметр источн., мм	Светосила ω, %	η, %	E_{max}, MeV	Потребляем мощность,
Агню, Андерсен [4] . .	1949	4	1,5*	2,2	2,8	
Рундл, Эллис, Гриффитс, Томлинсон [11]	1954	1	0,4	0,97	4	6
Даниэль, Боте [7] . . .	1954	0,1	4,6*	1	4	40
		4	2*	1,9	4	40
Бент, Боннер [1]	1955	3	9	2,7	4,2	33
		3	4	2	4,2	33

* Эффективность [18].

2. Двухлинзовый β-спектрометр завода «Физприбор»

Схематический чертеж β-спектрометра приведен на рис. 3. Каждая нза 1 спектрометра собрана из двух секций, состоящих из 360 витков дной шины сечением 2,44×6,9 мм, со стеклянной изоляцией, и имеет змеры: внутренний ϕ 25 см, внешний — 59 см; ширина 10 см.

Линзы имеют водяное охлаждение, позволяющее доводить общую расваемую мощность до 5,5 kW. Для юстировки линз служит поддерживющее устройство, позволяющее производить небольшие смещения эпендикулярно оси прибора в горизонтальном и вертикальном направиях, а также небольшие наклоны относительно этих направлений.

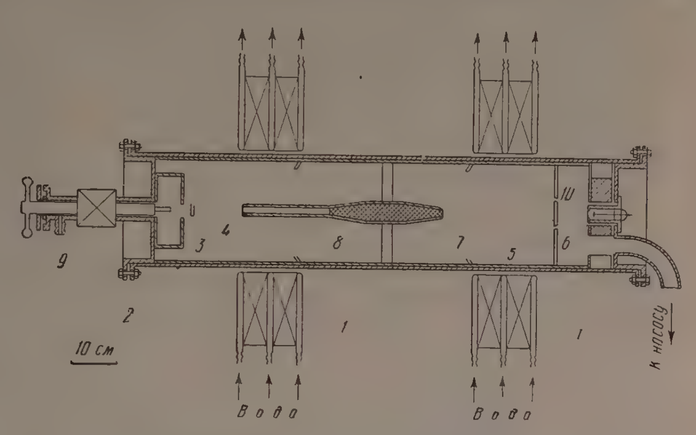


Рис. 3. Схема спектрометра завода «Физприбор»: *1* — магнитные линзы, *2* — вакуумная камера, *3* — источник, *4* — подвижной диск входной диафрагмы; *5* — выходная диафрагма с кольцевой щелью, *6* — счетчик, *7* — свинцовый блок, *8* — алюминиевая трубка, *9* — вакуумный шлюз, *10* — свинцовая защита счетчика

и помощи червячного механизма линзы можно перемещать вдоль оси ибора одновременно и симметрично относительно центральной плоско-и. При полностью раздвинутых катушках их центры совпадают с полонием источника и окошка счетчика соответственно, и в этом случае ксимальная энергия фокусируемых электронов ~1 MeV. При максильном сближении катушек можно фокусировать электроны до энергий MeV. Вакуумная камера *2* сделана из медной трубы с внутренним диатром 225 мм и длиной 1130 мм. Внутренняя поверхность камеры выло-на алюминием. В центре по оси прибора установлен свинцовый блок *7*, щищающий счетчик от прямых γ-лучей. Откачка камеры производится ффузионным насосом ЦВЛ-100 до давления $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Устройзо вакуумной системы позволяет в случае необходимости работать тонкими пленками на окошке счетчика, производить одновременную качку камеры и β-счетчика.

Апертуру электронного пучка можно плавно изменять без нарушения куума, перемещая внутренний диск входной диафрагмы *4*.

Установка радиоактивного источника производится без нарушения куума с помощью вакуумного шлюза *9*. Две пары компенсирующих тушек позволяют произвести компенсацию обеих составляющих земго магнитного поля.

3. Исследование траекторий и кольцевого фокуса

Рабочее расстояние между линзами было выбрано равным $d = 36$ см, ходя из условия фокусировки электронов до энергии 3 MeV. Для таго расположения в опубликованных работах [12] нет надежных данных.

Для исследования траекторий мы использовали электронную пушку и флюоресцирующий экран, который можно было перемещать вдоль ос спектрометра без нарушения вакуума. Светящееся пятно на экране на блюдалось через смотровое окно, установленное во фланце вместо β-сче чика. Нанесенная на экран координатная сетка, освещенная рассеянны светом от пушки, позволяла определелять положение пятна с погреш ностью, не превышающей 1 мм. Лучи с различными значениями угл вылета электронов α выделялись небольшими отверстиями (ϕ 0,3 мм в аноде, имевшем форму полусферы. В нашем расположении максимал ный угол, α_{max}, допускаемый размерами камеры, составлял 24°. Электрон ная пушка была также использована для центровки линз и для подбор величины тока в катушках компенсации магнитного поля земли.

На рис. 4,*а* изображены треки, снятые для электронов с различным углами вылета α. На рис. 4,*б* дана проекция на плоскость, перпендикуляр

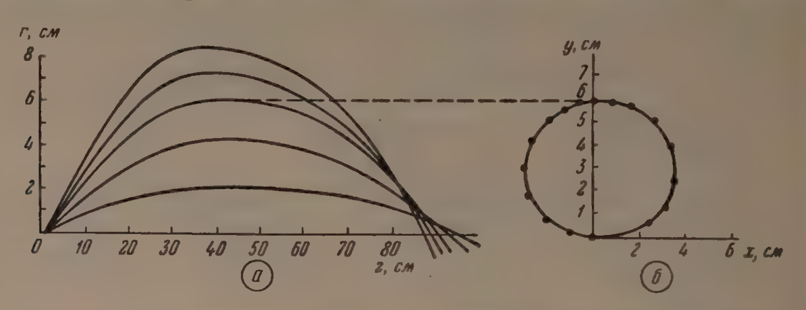


Рис. 4. Траектории электронов: *а* — проекции на меридиональную плоскость (треки), *б* — проекция траектории электронов с $\alpha = 14°$ на плоскость, перпендикулярную оси. Точки сняты через 5 см (начиная с $z = 10$ см)

ную к оси, для траектории электронов с $\alpha = 14°$. Полученные траектори позволяют определить размеры и положение кольцевого фокуса в зави симости от выбранной апертуры.

Изучался также ход траекторий для случая многократной фокусировки, когда фокусируемые электроны несколько раз пересекают ось прибора. Такие траектории, пока-

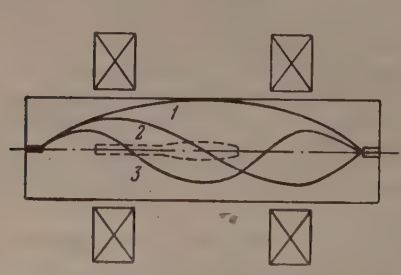


Рис. 5. Характер треков при: *1* — однократной, *2* — двухкратной и *3* — трехкратной фокусировке

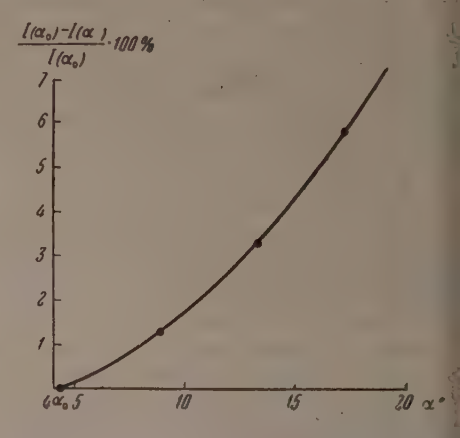


Рис. 6. График сферической аберрации: $I(\alpha)$ — ток фокусировки к $z = 90$ см для электронов с углом вылета α

занные схематически на рис. 5, отвечают случаю одновременной фок сировки электронов трех различных энергий.

Попадание в счетчик электронов с многократной фокусировкой устр нялось центральным свинцовым блоком и алюминиевой трубкой, устано ленными в спектрометре (рис. 5, пунктир).

К докл. Я. И. Газиева, К. П. Митрофанова и В. С. Шпинель



Рис. 7. *а* — продольная фотография пучка конверсионных электронов ThB, *б* — изображение от электронов непрерывного β-спектра

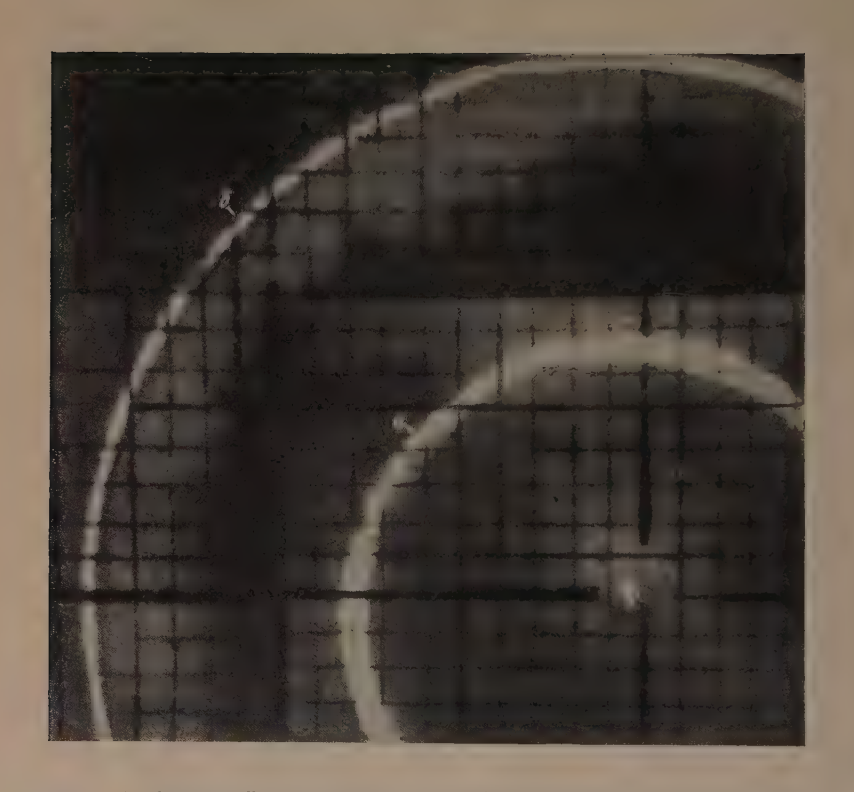


Рис. 11. Фотографии кольцевого изображения: *а* — без тока во внутренней катушке, *б* — при оптимальном токе в ней. Блики на фотографиях обусловлены светом накала электронной пушки

Результаты измерения сферической аберрации спектрометра представлены на графике рис. 6, причем $I(\alpha)$ — ток в линзах, соответствующий фокусировке электронов с углом вылета α; α_0— минимальный угол вылета в условиях опыта, равный $4°30'$. Кривая на этом графике может быть представлена следующим аналитическим выражением:

$$\frac{I(\alpha_0)-I(\alpha)}{I(\alpha_0)}=2\cdot10^{-2}(\alpha^2-\alpha_0^2).$$

При этих измерениях значительная часть нити накала электронной пушки заключалась в фарфоровую трубочку для уменьшения размеров светящегося пятна на экране и увеличения точности. Открытая часть нити, служащая источником электронов, была не более 0,5 мм длиной; отверстия в аноде были уменьшены до 0,1 мм. Для получения достаточно точных значений α положение экрана в области линейных начальных участков треков изменялось через 2,5 см, начиная с $z = 5$ см.

При изучении кольцевой фокусировки использовался кольцевой электронный пучок, полученный применением анода с кольцевой щелью. Апертура пучка задавалась входной диафрагмой. Экран устанавливали в плоскости кольцевого изображения и определяли ширину кольца $\delta r_к$ и изменение радиуса кольца с изменением тока $\delta r_I/\delta I/I$. Например, для пучка ограниченного углами $\alpha_1 = 22°$ и $\alpha_2 = 15°$ ($\omega = 2$ %), получается

$$\delta r_k = 2{,}5 - 3 \text{ мм и } \delta r_I/\delta I/I = 2 \div 2{,}5 \text{ мм/\%}.$$

Следовательно, применение выходной диафрагмы со щелью, соответствующей кольцевому изображению, должно в этих случаях дать разрешение $\eta = 1 - 1{,}3$ %.

Для меньших значений α_1 и α_2 при том же значении $\omega = 2$ % разрешение было заметно хуже, как и следует ожидать из теоретических расчетов [8].

Заметим, что при использовании указанного пучка без кольцевой диафрагмы разрешение спектрометра, оцененное по кривой рис. 6, с учетом размеров осевого изображения ($\phi = 15$ мм), дает значение ~ 7 %.

Для установки кольцевой диафрагмы данные, полученные с электронной пушкой, не обеспечивают требуемой точности и недостаточны, так как не включают влияния размеров источника. Поэтому было проведено фотографирование пучка конверсионных электронов F-линии ThB (при токе, соответствующем максимуму линии) для источника ϕ 3 мм, при $\alpha_1 = 20{,}5°$ $\alpha_2 = 16°$ ($\omega = 1{,}2$ %).

Для определения z — координаты кольцевого фокуса — рентгеновская пленка в специальной кассете, положение которой точно фиксировалось, помещалась вдоль оси спектрометра в области кольцевого изображения. Затем при постоянно контролируемом токе в линзах проводилась 12-часовая экспозиция с источником активностью $1 \div 2$ mCu.

На рис. 7 приведена полученная таким способом продольная фотография. Здесь *а* — пучок конверсионных электронов, образующий кольцевое изображение в плоскости K на расстоянии 8 см от окошка счетчика; полоса, совпадающая с осью прибора *б*, обусловлена электронами меньших энергий, принадлежащими непрерывному β-спектру. Для точного определения ширины и радиуса кольцевого изображения в его плоскости была получена поперечная фотография электронного пучка. Съемка производилась для двух значений тока в линзах, что позволило определить отношение $\delta r_I/\delta I/I$, которое оказалось равным 2,5 мм/% в согласии с вышеприведенным значением, полученным с электронной пушкой.

Кольцевое изображение не было строго одинаковой ширины на различ-ных участках, и величина $\delta r_{к}$ менялась в пределах 3,2÷3,5 мм; $r_{к} = 30$ мм. В соответствии с этим была установлена выходная диафрагма с шириной щели 3,6 мм, полностью охватывающе кольцевое изображение.

После установки кольцевой диа-фрагмы были проведены измерени конверсионных линий Th*B* и Cs^{137}. И этих измерений для источника $\phi = 3$ м при $\omega = 1{,}2$ % мы получили $\eta = 1{,}6$ %, что хорошо согласуется с величиной η, оцененной из найденных характеристи кольцевой фокусировки. Измерения, выполненные с источниками различны размеров: 2, 4 и 5 мм, дали значения η, равные 1,5; 1,7 и 1,9 % соответственно.

На рис. 8 приведены *K*- и *L*-конвер-сионные линии Cs^{137}, полученные с ис-точником $\phi = 2$ мм. Из градуировки спектрометра следует, что пр максимально допустимой мощности, рассеиваемой в линзах, энергия фо-кусируемых электронов 3,4 MeV.

Рис. 8. *K*- и *L*-конверсионные линии Cs^{13} $16° < \alpha < 20{,}5°$. Вдоль оси абсцисс отло-жены величины, пропорциональные $H\rho$

4. Улучшение кольцевой фокусировки

Большой интерес для дальнейшего улучшения характеристик спектро-метра представляет изучение и использование внутренних корректирую-щих катушек. В одном из испытанных расположений (рис. 9) использо-

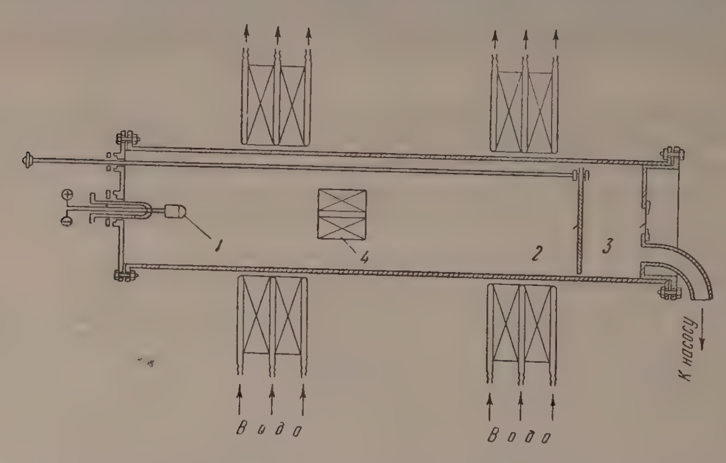


Рис. 9. Схема опытов по изучению влияния внутренней катушки на фокусировку: *1* — электронная пушка, *2* — подвижной флуоресцирующий экран, *3* — смотровое окно, *4* — внутренняя катушка

валась катушка из эмалированного провода ϕ 0,8 мм, с внешним ϕ 100 м и длиной 100 мм. Расстояние от источника до центра катушки составля 25 см.

Наблюдая за отдельными лучами по флуоресцирующему экрану, жно было установить, что магнитное поле внутренней катушки вызыет дополнительное вращение лучей и смещение их к периферии.

Направление дополнительного вращения совпадает с вращением, зываемым линзой при одинаковом направлении токов в линзе и каике, и не совпадает в противном случае.

Смещение лучей к периферии наблюдается в обоих случаях, причем первом случае величина смещения больше. Внутренняя катушка оказыет большее рассеивающее действие на тракторип, проходящие близко к й, чем на траектории удаленные. Вследствие этого происходит измеиие кольцевой фокусировки (рис. 10). При прохождении тока через утреннюю катушку кольцевое ображение смещается по наавлению к источнику, и раус его возрастает; ширина ображения уменьшается, продит минимум при определенм значении тока и с дальнейим увеличением тока снова зрастает. Диаметр осевого ображения с увеличением то- в катушке непрерывно раст. На рис. 11 (см. вклейку I) я иллюстрации представлены е фотографии, снятые при мощи фотоаппарата через отровое окно. Используемый ектронный пучок ограничивался углами $\alpha_1=22°$ и $\alpha_2=15°$ ($\omega = 2$ %).

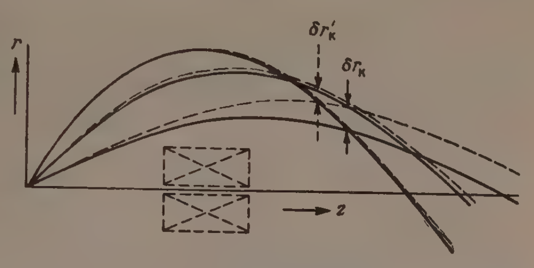


Рис. 10. Характер влияния внутренней катушки на траектории и кольцевое изображение. Сплошные линии—траектории при выключенной внутренней катушке; пунктирные линии — траектории при включенной внутренней катушке

При таком фотографировании часть кольцевого изображения слилась бликами, вызванными светом нити накала, поэтому на рис. 11 показана лько сравнительно ясная часть фотографии. При визуальном наблюдеи эта засветка, имевшая белый цвет, не мешала, так как кольцевое ображение на экране было ярко зеленым.

Фотография кольцевого изображения меньшего радиуса, полученная выключенной внутренней катушкой, имеет ширину 3—3,5 мм. Второе ображение большего радиуса получается при оптимальном токе во утренней катушке, когда наблюдали минимум ширины кольцевого ображения, и в этом случае его ширина уменьшилась до 1,2—1,5 мм. и этом диаметр осевого изображения увеличился в 1,5 раза и был равен см. Так как наша электронная пушка не есть идеальный точечный источк, то, очевидно, она вносит свой вклад в ширину кольцевого изображея. Из измерений ширины кольцевого изображения при последовательном еньшении телесного угла было установлено, что ширина уменьшается величины 0,5 мм, после чего остается постоянной. Если учесть эту поянную величину, обусловленную пушкой, то оказывается, что действие утренней катушки уменьшает в три раза сферическую аберрацию кольвой фокусировки.

Наблюдения показали, что при этом величина $\delta r_I/\delta I/I$ для $\delta r_I = \pm 2$ мм тается такой же, как раньше, так как 2,5 мм/1 % * ($\delta r_I = \pm 2$ мм). сюда можно получить, что спектрометр с улучшенной кольцевой фокуровкой имеет высокие характеристики, а именно, при $\omega = 2$ %, $\eta =$ 0,3—0,4 % для точечного источника.

При расположении, изображенном на рис. 9, мощность, потребляемая утренней катушкой, составляет 10 % от мощности, рассеиваемой в лин-

* Было замечено, что если радиус $r_к$ уменьшать больше чем на 5 мм, то $\delta r_I/\delta I/I$ етно уменьшается.

зах спектрометра. Эта цифра может быть еще уменьшена в 1,5—2 ра
удалением внутренних витков катушки, не существенных для ее работ
Степень влияния катушки на траектории зависит от ее положен
в приборе. Она тем сильнее, а следовательно, потребляемая катушк
мощность тем меньше, чем ближе к началу траекторий расположе
катушка. Поэтому последняя помещалась как можно ближе к источник,

2-й Научно-исследовательский
физический институт Московского
гос. университета им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Bent R., Bonner W., Sippel R., Phys. Rev., 98, 1237 (1955).
2. Glaser W., ZS. f. Phys., 116, 19 (1940).
3. Siegbahn K., Phil. Mag., 37, 162 (1945).
4. Agnew H., Andersen H., Rev. Sci. Instr., 20, 869 (1949).
5. Glaser W., ZS. f. Phys., 117, 285 (1941).
6. Paquen G., Grivet P., C. R., 230, 65 (1950).
7. Daniel H., Bothe W., ZS. f. Naturforsch., 9a, H. 5, 402 (1954).
8. Paquen G., Grivet P., C. R. 230, 196 (1950).
9. Paquen G., Grivet P., C. R., 230, 1048, 1652 (1950).
10. Snowdon S., Rev. Sci. Instr., 22, 878 (1951).
11. Rundle G., Ellis T., Griffith T., Tomlinson H., Pros. Phy
Soc., 67 (B), 52 (1954).
12. Quade E., Halliday D., Rev. Sci. Instr., 19, 234 (1948).
13. Deutsch M., Elliot L., Evans R., Rev. Sci. Instr., 15, 178 (1944).
14. Шпинель В., ЖЭТФ, 22, 255 (1952).
15. Persico E., Rend. Lindcei, 7 (1950).
16. Nadeu G., Rend. Lindcei, 10, 225 (1951).
17. Hubert P., Annales de Phys., 8, 662 (1953).
18. Persico E., Проблемы современной физики, вып. 7, 151 (1952).

В. М. ОВЧИННИКОВ, Ю. А. НЕМИЛОВ, М. Л. АЛЕКСАНДРОВА
и И. И. ЛОМОНОСОВ

СХЕМА РАСПАДА Ne^{23}

С помощью сцинтилляционного γ-спектрометра мы предприняли по-
ку исследования γ-спектра Ne^{23}($T=40{,}2$ сек). Изотоп Ne^{23} мы получали
еакции Na^{23} (n, p) Ne^{23} при облучении металлического натрия, заклю-
ного в никелевую капсулу, нейтронами от D-Li источника при $E_d=$
,5 MeV.

В сцинтилляционном γ-спектрометре был использован кристалл
—TlJ (2 см × 3 см) и фотоумножитель ФЭУ-12.

Импульсы от кристалла исследовались посредством 50-канального ана-
атора или при малых интенсивностях фотометрированием снимков
пределения импульсов на экране осциллографа со ждущей разверткой.
Относительная полуширина линии Cs^{137} (661 keV) составляла около
. Спектрометр был прокалиброван при помощи известных γ-линий
топов: Tu^{170}, Hg^{203}, Au^{198}, Cs^{137}, Zn^{65}, Co^{60} и Na^{24}. В исследуемом
ервале энергий он обладал хорошей линейностью.

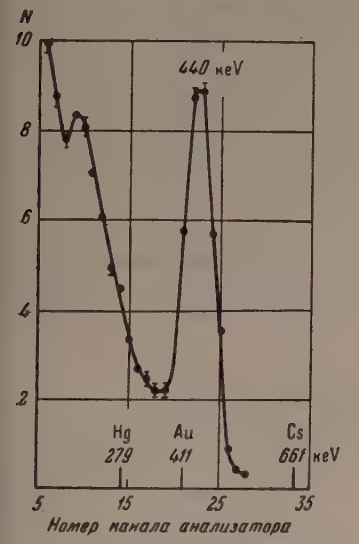


Рис. 1. Спектр γ-лучей Ne^{23}

В γ-излучении Ne^{23} была обнаружена линия с энергией 440 ± 5 keV. Наблюдавшееся распределение импульсов представлено на рис. 1; γ-линия с энергией 3 MeV, полученная в рабо-

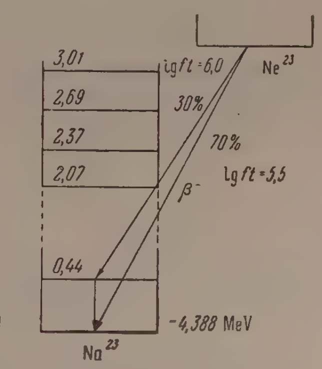


Рис. 2. Предполагаемая схема распада Ne^{23}

[1, 2] методом поглощения γ-лучей в свинце, нами обнаружена не
а. Верхний предел ее интенсивности, как следует из наших изме-
ий, составляет не более 0,2% от интенсивности γ-линии 440 keV.

Мы наблюдали также γ-линию с энергией 1,63 MeV, которая после изу-
ия ее периода полураспада была отнесена к F^{20} ($T = 10{,}7$ сек), обра-
щемуся по реакции Na^{23} (n, α) F^{20}. С помощью кристаллов CsJ и стиль-
а изучались β—γ-совпадения. Кристалл CsJ был защищен от β-лучей
ьтром из Al, поглощающим β-частицы с энергией до 5 MeV. Для исклю-

чения влияния излучения F^{20} измерения начинались спустя десять период его полураспада после окончания облучения. Эти опыты показали, ч β-спектр, связанный с γ-линией 440 keV, имеет границу на 400 ± 100 k ниже, чем полный β-спектр Ne^{23}. Определенное нами отношение колич ства переходов на возбужденное состояние Na^{23} (440 keV) к полному чис. распадов оказалось равным 30 ± 5%.

Таким образом, можно предполагать, что распад Ne^{23} происход согласно схеме, представленной на рис. 2.

После окончания настоящей работы мы получили возможность озн комиться с результатами работ [3, 4], посвященных тому же вопросу. Наш результаты расходятся с данными работы [3], в которой линия 1,63 Me была отнесена к Ne^{23}, и совпадают с выводами работы [4].

Цитированная литература

1. Pollard E., Watson W., Phys. Rev., 58, 12 (1940).
2. Peretz-Mendez V., Brown H., Phys. Rev., 78, 812 (L) (1950).
3. Penning J., Schmidt R., Bull. Amer. Phys. Soc., 30, 5, 8 (1955).
4. Gerber H., Garcia Muñoz M., Maeder D., Helv. Phys. Acta, 28, 4 (1955)

Л. Л. ПЕЛЕКИС

ИЗМЕРЕНИЯ γ—γ-СОВПАДЕНИЙ В СПЕКТРАХ Ir^{192} и Sb^{124}

γ — γ-совпадения измерялись при помощи двух сцинтилляционных пектрометров с одноканальными анализаторами амплитуд, включенных схеме совпадений. Разрешающее время схемы совпадений $1\cdot10^{-6}$ сек. грузка в каждом канале и счет совпадений регистрировались одновре-нно отдельными пересчетными схемами. Счет случайных совпадений тавлял около 5% от общего измеренного числа совпадений. В работе пользовались фотоэлектронные умножители типа ФЭУ-19 и кристаллы J—Tl и CsJ—Tl с отражателем MgO.

Ir^{192}. Подробный обзор экспериментальных данных, посвященных излу-нию Ir^{192}, имеется в работе А. Башилова, Н. Антоньевой, Б. Джелепова . В более поздних работах по изучению изотопа Ir^{192} [2—7] даются схе-распада, в основном согласующиеся со схемой, приведенной в работе [1]. Наиболее интенсивная область γ-спектра Ir^{192}, полученная нами на нтилляционном γ-спектрометре с кристаллом NaJ—Tl, показана на . 1. Кристалл NaJ—Tl в виде цилиндра ϕ 29 мм и высотой 13,3 мм осве-лся неколлимированным пучком γ-лучей. Ширина «окна» амплитудного лизатора составляла 19 keV. При таких условиях эксперимента полу-рина линии Cs^{137} (661 keV) равнялась 11%.

По площадям фотопиков оценены относительные интенсивности отдель-х групп γ-линий. При этом для определения спектральной чувствитель-ти прибора были использованы расчеты Маедера и др. [8] и реперные ки, полученные при помощи монохроматических γ-лучей Cs^{137} и Cr^{51}. зультаты такой оценки относительных интенсивностей трех главных пп γ-линий представлены в таблице. Для сравнения приведены отно-ельные интенсивности этих групп по данным других авторов. Совпа-ие результатов удовлетворительное, если учесть, что ошибки при оценке осительных интенсивностей могут достигать ~10—20%.

Относительные интенсивности групп γ-линий Ir^{192}

Энергия γ-лучей, MeV	Данные разных авторов				Наши измерения
	[1]	[5]	[6]	[9]	
0 (96; 0,308; 0,316)	100	100	100	100	100
0 (68; 0,484)	29,6 (без линии 0,484)	47,6	50,4	35,8	38,5
5 (89; 0,605; 0,613)	12,6	18,4	19,1	19,7	19,8

Полученные спектры γ—γ-совпадений показаны на рис. 2 и 3. Ширина на» первого, «неподвижного», канала составляла 60 keV, второго — keV. Геометрия опыта показана на рис. 2. Кристаллы NaJ—Tl распола-

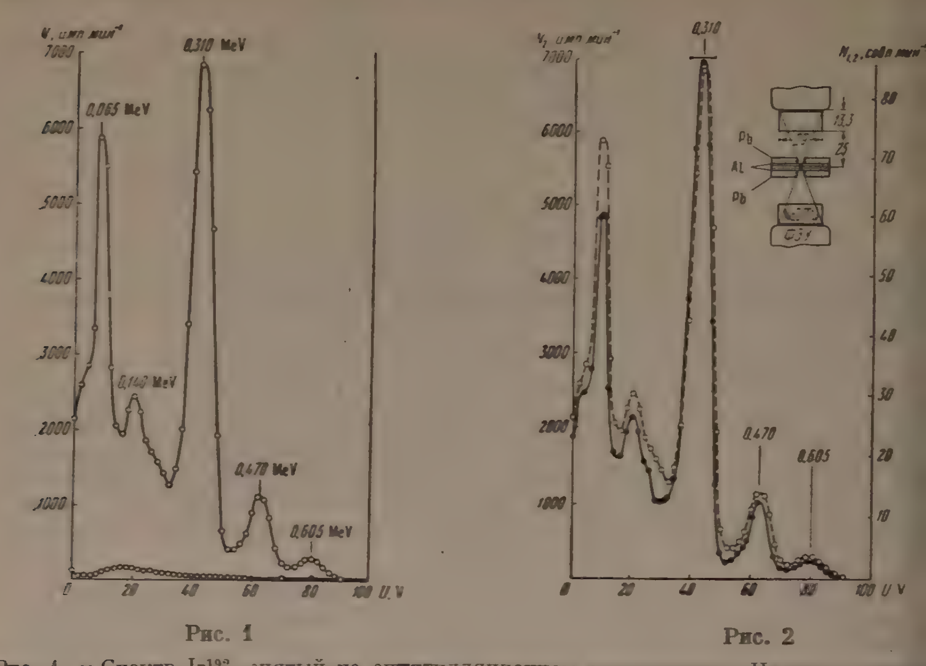


Рис. 1 Рис. 2

Рис. 1. γ-Спектр Ir^{192}, снятый на сцинтилляционном спектрометре. Нижняя кривая фон

Рис. 2. Спектры γ—γ-совпадений для Ir^{192}; сплошная кривая — γ-спектр, кор лирующий с γ-лучами 0,310 MeV; пунктирная кривая — γ-спектр Ir^{192}, полученн одновременно со спектром совпадений при помощи анализирующего канала; гориз тальной чертой показано положение «окна» неподвижного канала

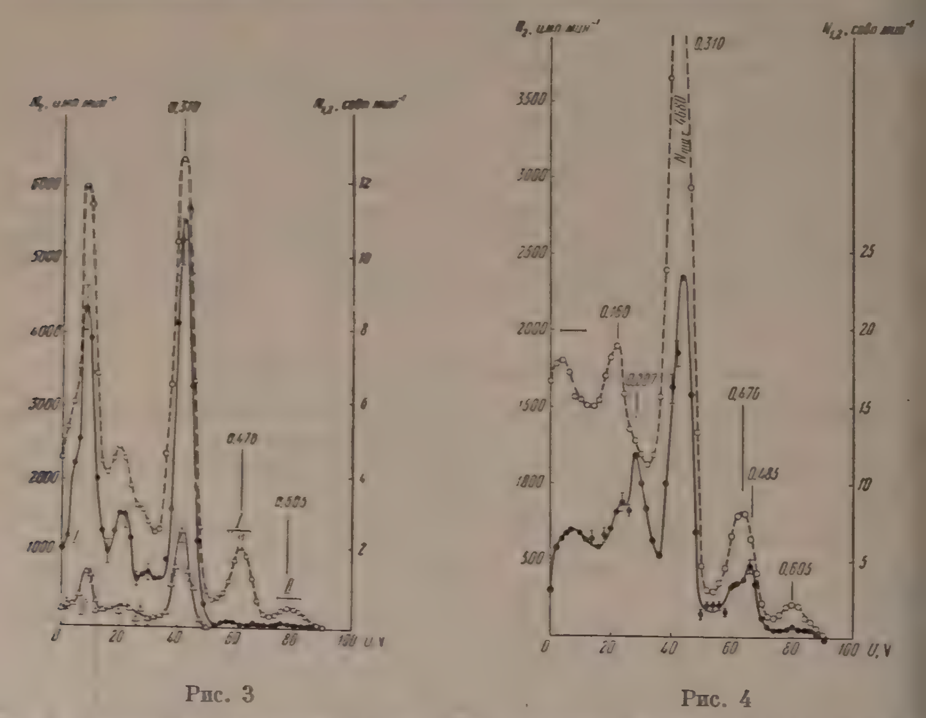


Рис. 3 Рис. 4

Рис. 3. Спектры γ — γ-совпадений для Ir^{192}; сплошные кривые *I* и *II* — γ-спектр коррелирующие с γ-лучами 0,470 MeV и 0,605 MeV соответственно; пунктир кривая — γ-спектр Ir^{192}, полученный при помощи анализирующего канала

Рис. 4. Спектры рентгеновских γ-совпадений для Ir^{192}; сплошная кривая — γ-спек коррелирующий с рентгеновыми лучами (65 keV); пунктирная кривая — γ-спе Ir^{192}, полученный при помощи анализирующего канала; рентгеновы лучи поглоще экраном, состоящим из Cd (1 мм) и Cu (0,5 мм)

лись под углом 180° по отношению к источнику. Расстояние между [ис]точником и каждым кристаллом 25 мм. β-Частицы Ir^{192} поглощались пла[ст]инкой из алюминия толщиной 0,8 мм. Для устранения совпадений от [ра]ссеянных γ-квантов из одного кристалла в другой использовался поглоти[те]ль из свинца толщиной 5 мм, расположенный симметрично с каждой [сто]роны источника. В центре против источника — свинцовый погло[ти]тель, имеющий отверстие ϕ 5 мм.

Экспериментально полученые числа γ—γ совпадений в пределах ошибки [из]мерений удовлетворительно согласуются с ожидаемыми числами γ—γ-[сов]падений. Последние рассчитаны (для [на]ших условий опыта), исходя из схе[мы] распада Ir^{192}, приведенной в ра[бот]е [1]. При этом переход 0,468 MeV [пр]инимался более интенсивным, в соот[ве]тствии с результатами работ [5, 6]. Из приведенной в работе [1] схемы [рас]пада следует, что при распаде Ir^{192} [мог]ут испускаться рентгеновы лучи Pt [(в]нутренняя конверсия γ-лучей) и Os [(К-]захват, внутренняя конверсия γ-лу[чей]). Для исследования рентгеновских [с]овпадений «неподвижный» канал [уст]анавливался на фотопик рентгено[вых] лучей. Чтобы уменьшить интен[си]вность рентгеновых K-лучей из свин[ца,] свинцовый поглотитель (щиток) по[кр]ывался Cd толщиной 1 мм и Cu тол[щи]ной 0,5 мм.

[С]нимались два спектра совпадений: [пер]вый — без поглотителя рентгеновых [луч]ей перед кристаллом «неподвижного» [ре]нтгеновского канала), а второй — с [пог]лотителем, состоящим из Cd (1 мм) [и Cu] (0,5 мм).

В первом случае, очевидно, изу[чал]ся суммарный эффект совпадений, [обу]словленный как совпадением между [од]ной γ-линией и рентгеновским кван[том], так и совпадением двух каскадных [γ-л]иний, из которых одна дает фотопик в кристалле анализирующего ка[нал]а, а вторая претерпевает комптоновское рассеяние в кристалле «не[под]вижного» канала. Наличие поглотителя во втором опыте исключает [сов]падения, обязанные последовательному излучению γ- и рентгеновских [ква]нтов. Таким образом, разность описанных двух спектров совпадений [дае]т чистый спектр совпадений γ-лучей данной энергии и рентгеновского [ква]нта. Полученный разностный спектр приведен на рис. 4.

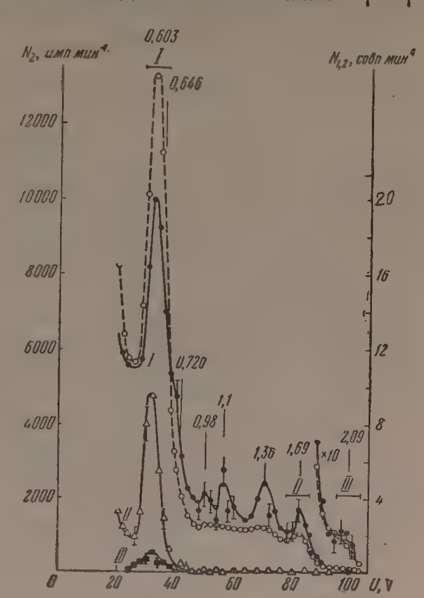


Рис. 5. Спектры γ — γ-совпадений Sb^{124}; сплошные кривые *I*, *II*, *III* — γ-спектры, коррелирующие с γ-лучами с энергиями ∼0,6; 1,7 и 2,1 MeV соответственно. Ширина «окна» неподвижного канала 160 keV. Пунктирная кривая — γ-спектр Sb^{124}, полученный при помощи анализирующего канала

[В] спектре рентгеновских γ-совпадений обнаружены фотопики γ-линий [с э]нергиями 0,207 и 0,485 MeV, принадлежащие, очевидно, Os^{192}.

Sb^{124}. Условия опыта при изучении спектров γ—γ-совпадений Sb^{124} [ана]логичны. β-частицы поглощались пластинкой из алюминия толщиной [... м]м. В качестве сцинтилляторов использовались кристаллы CsJ—Tl. [в ви]де цилиндров ϕ 29 мм, высотой 13 мм (в «неподвижном» канале) [и ϕ] 34 мм высотой 16 мм (в анализирующем канале). Спектры γ — [γ-со]впадений Sb^{124} представлены на рис. 5, γ-Спектр, коррелиру[ющ]ий с γ-лучами с энергией∼0,6 MeV, указывает на наличие каскад[ных] переходов с γ-линиями 0,646, 0,720, 1,69, 2,09, 1,36, 1,1, 0,98 MeV. [О н]аличии каскадной связи первых четырех γ-линий с линией 0,603 MeV [было] указано в работах [10, 11]. Последние три линии были обнаружены

в спектре Sb^{124} в ряде работ [12—14], выполненных на различных спе
рометрах. Однако связь этих линий с переходом 0,603 MeV не установле
Полученные нами экспериментальные данные о возможном касакад
переходе 2,09—0,603 MeV совпадают с результатами работы [10]. Одна
ввиду малой интенсивности линии 2,09 MeV этот результат может рассм
риваться только как предварительный. Для получения однозначного
зультата требуется количественная оценка всех факторов, которые влия
на экспериментальное число совпадений в данной области энергии. Д
этого требуется определение спектральной чувствительности прибо
и ряд дополнительных экспериментов.

Выражаю благодарность Л. Бамбе и З. Пелекис за участие в измерени

Институт физики Академии наук Латв. ССР

Цитированная литература

1. Башилов А. А., Антоньева Н., Джелепов Б., Изв. АН СС Сер. физич., 16, 264 (1952).
2. Roulston K., Pringle R., Phys. Rev., 87, 930 (1952).
3. Daniel C., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 94, 501 (1954).
4. Pringle R., Turshinetz N., Taubor N., Phys. Rev., 95, 115 (19
5. Johns M., Nablo S., Phys. Rev., 96, 1599 (1954).
6. Глазунов М., Джелепов Б., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Се физич., 19, 294 (1955).
7. Taylor H., Pringle R., Phys. Rev., 99, 1345 (1955).
8. Maeder D., Müller R., Wintersteiger V., Helv. Phys. Acta, 3 (1954).
9. Jaffe N., UCRL — 2537 (1954); Nuc. Sci. Abstr., 9, *12B*, 282 (1955).
10. Langer L., Lazar N., Moffat R., Phys. Rev., 91, 338 (1953).
11. Langer L., Starner J., Phys. Rev., 93, 253 (1954).
12. Lazar N., Phys. Rev., 95, 292 (1954).
13. Громов К., Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев Хольнов Ю., ДАН СССР, 86, 225 (1952).
14. Золотавин А., Григорьев Е., Аброян М., Изв. АН СССР, Се физич., 20, 289 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

М. П. ГЛАЗУНОВ и В. И. СПИЦЫН

КОМБИНИРОВАНЫЙ β — γ-СПЕКТРОМЕТР

Среди магнитных β-спектрометров наибольшее распространение получили спектрометры с улучшенной фокусировкой электронов в одном или двух направлениях в неоднородном поперечном магнитном поле. Это объясняется тем, что в таких приборах удачно сочетается высокая разрешающая способность при достаточной светосиле. Как показали Джелепов и Башилов [1], спектрометр типа «кэтрон» с улучшенной фокусировкой электронов на 180° в одном направлении незначительно уступает в разрешающей способности спектрометру с двойной фокусировкой электронов типа Зигбана — Свартхольма [2] при одинаковой светосиле. Между тем в спектрометре типа кэтрон расчет магнитного поля, конструкция полюсов и подгонка поля под расчетное распределение являются значительно более простыми, чем в спектрометре с двойной фокусировкой. Спектрометр типа кэтрон позволяет с высокой точностью анализировать как β-спектры, так и спектры по электронам внутренней конверсии и фотоэлектронам.

С другой стороны, для уточнения схем распада атомных ядер требуется знание относительных интенсивностей отдельных линий γ-спектров.

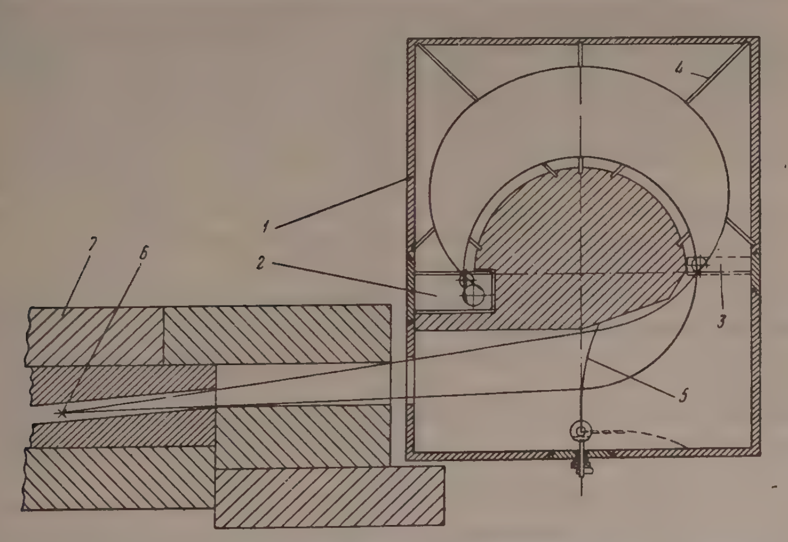


Рис. 1. Схема комбинированного β — γ-спектрометра: 1 — измерительная камера; 2 — большая счетчиковая камера, 3 — малая счетчиковая камера, 4 — диафрагма, 5 — мишень, 6 — источник γ-лучей, 7 — коллиматор

...наиболее точно можно определить, изучая γ-спектр по электронам отдачи. Для этих целей Джелепов, Жуковский, Хольнов и др. [3, 4] построили специальные спектрометры типа ритрон и элотрон.

Разработанный нами комбинированный β—γ-спектрометр объединяет в себе β-спектрометр типа кэтрон и γ-спектрометр типа элотрон. Схема прибора показана на рис. 1.

5*

Имея один магнит, измерительную камеру и систему контроля, мы име[...] возможность проводить измерения, обычно требующие наличия двух пр[...]боров.

I. Конструкция комбинированного β — γ-спектрометра

1. Электромагнит, система питания и контроля

Для улучшения фокусировки мы применили неоднородное магнит[...] поле, убывающее в радиальном направлении. Корсунский, Кельман[...] Петров [5] впервые предложили и построили β-спектрометр с неоднор[...]ным магнитным полем, фокусирующим широкий плоский пучок элект[...]нов. Теория такого поля разбирается в цитированной выше работе Дж[...]лепова и Башилова. Полное решение задачи фокусировки плоских пучк[...] электронов в неоднородом магнитном поле было дано Павинским [6].

Для нашего спектрометра мы применили электромагнит С-образн[...] типа с двумя секционированными катушками с обмоткой из полосо[...] меди сечением 6 × 1,5 мм. Сердечник магнита собран из отдельных бруск[...] материалом для которых служила сталь марки Ст. 20. Полюсные након[...]

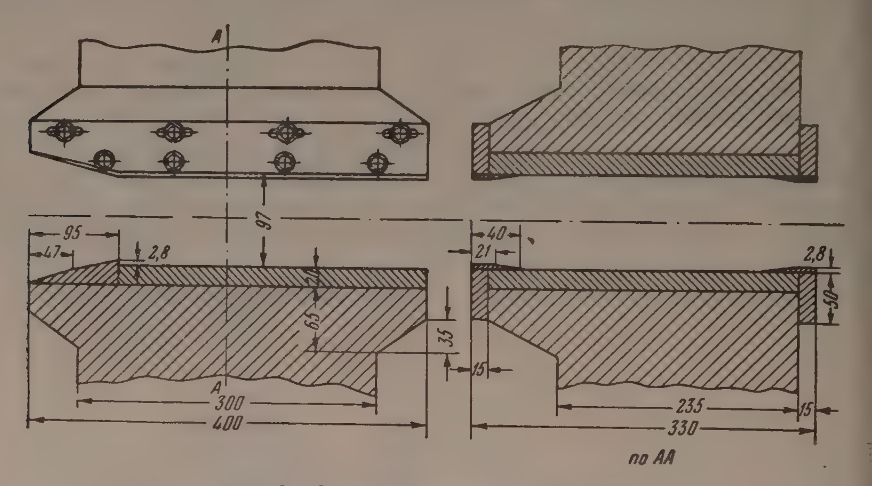


Рис. 2. Конструкция полюсов магнита

ники имели размер 300 × 400 мм и были изготовлены из малоуглеро[...]стой стали. Сечение магнитопровода в самом узком месте составляло 25[...] × 300 мм. При поле в зазоре между полюсными наконечниками 3000 [...] насыщения железа не наблюдалось.

В целях удобства подгонки магнитного поля под теоретическое расп[...]деление дополнительные полюсные наконечники были разрезаны на [...] части. Первая часть предназначалась для создания однородного поля, в[...]рая — для неоднородного поля. Обе части полюсного наконечника к[...]пились при помощи соединительных планок к магниту. Соединитель[...] планки одновременно увеличивали ширину полюсов до 330 мм. Для к[...]пенсации краевого эффекта сделаны дополнительные клинья. Констр[...]ция и размеры полюсов показаны на рис. 2.

Топография магнитного поля измерялась при помощи флюксметр[...] баллистического гальванометра с поворачивающейся на 180° катушк[...] Мы использовали катушку со следующими данными: длина 6 мм, сред[...] диаметр 8 мм, диаметр провода 0,1 мм, число витков 1500. Следует за[...]тить, что при отношении длины L и среднего диаметра $D_{ср}$ катушки L/D[...] $= 0,72$ точность измерения мало зависит от размеров катушки [7]. В э[...] случае измеряемая напряженность магнитного поля соответствует [...]пряженности в центре катушки. Измерение абсолютной напряженно[...]

гнитного поля в зазоре носило вспомогательный характер и производи-сь флюксметром с калиброванными катушками. Отклонение напряжен-сти магнитного поля от теоретического распределения не превышает %. Топография магнитного поля в пределах точности измерений (0,2%) изменяется при изменении напряженности.

Питание магнита осуществлялось от аккумуляторных батарей с напря-нием 120 V. Ток в цепи магнита контролировался при помощи компен-ционной схемы — с применением потенциометра типа ППТВ-1. Точ-сть контроля тока порядка $2 \cdot 10^{-5}$.

2. Измерительная камера

При проектировании измерительной камеры мы исходили из следую-х параметров: 1) радиус кривизны основной траектории электронов — 0 мм; 2) горизонтальный угол расходимости электронного пучка — 45°; 3) вертикальный угол ±5°; 4) высота источника — до 20 мм; 5) ка-ра должна допускать возможность быстрого перехода от измерения пектров к измерению γ-спектров по электронам отдачи.

Измерительная камера была сконструирована в виде латунной короб-, имевшей съемную крышку. Толщина ее стенок составляла 8 мм, крыш-— 10 мм. Крышка уплотнялась при помощи резины.

Для защиты счетчиков от прямого γ-излучения источника использо-лся свинцовый блок толщиной 180 мм. В боковых стенках измеритель-й камеры сделаны специальные окна для установки счетчиковых камер, точникодержателя и мишени.

Источник и входная щель счетчиковой камеры находятся в одной пло-сти. Расстояние между входной щелью и источником ($2\rho_0$) устанав-залось после сборки камеры. Установка облегчалась тем, что положение жей щели и источникодержателя могло регулироваться.

При изучении на спектрометре γ-спектра по электронам отдачи вместо точникодержателя может устанавливаться малая счетчиковая камера и регулируемая щель. Мишень вводится в пучок γ-лучей или выводится него без нарушения вакуума. Переход от изучения γ-спектра по элект-нам отдачи к измерениям по фото- или конверсионным электронам может ть осуществлен в течение 1 часа.

Для уменьшения числа рассеянных электронов внутренние поверх-сти стенок и крышки камеры обшивались алюминием. Все части ка-ры, по возможности, удалялись от пучка электронов. Для ограничения падания в счетчики рассеянных электронов были также поставлены афрагмы, две из которых вырезали пучок электронов с требуемыми угла-расходимости. Эти диафрагмы сделаны регулируемыми в радиальном правлении.

Вся вакуумная система и система наполнения счетчиков смонтированы тдельном откачном посту (рис. 3).

3. Счетчиковые камеры и счетчики

Регистрация электронов в описываемом спектрометре осуществляется тчиками Гейгера — Мюллера, помещенными в большую и малую счет-ковые камеры. Корпус большой счетчиковой камеры представляет со-цилиндр с крышкой. Внутри цилиндра расточены гнезда для двух тчиков. Корпус камеры крепится кронштейном к фланцу. На кронштей-имеется выступ, который входит в паз поперечной рамки измерительной еры, фиксируя таким образом положение входной щели относительно очника. Ширина входной щели может регулироваться без нарушения уума микрометрическим винтом. Объем счетчиковой камеры отделен от ема измерительной камеры тонкой, порядка 10-15 мкг $см^{-1}$, коллодиевой енкой. Счетчики изготовлялись из меди. Их внутренняя поверхность ательно полировалась. В качестве пробок использовался полированный

плексиглас. Наличие двух окон в первом счетчике сильно искажает фор электрического поля. Поэтому было необходимо одно (большое) окно сче чика заклеивать тонкой (2—3 мкг см$^{-2}$) коллодиевой пленкой, покрытой то ким слоем меди.

Счетчиковая камера наполнялась до давления 9—12 см рт. ст. смес аргона и паров абсолютированного этилового спирта в отношении 10 :

Спектр γ-лучей по электронам отдачи можно изучать, используя д счетчика, помещенных в большую счетчиковую камеру. Счетчики вкл чаются по схеме совпадений. Однако ввиду близкого расположения сче чиков, а также проникновения прямого γ-излучения от источника набл дается большой фон ложных совпадений; это затрудняет работу, особен



Рис. 3. Внешний вид комбинированного β — γ-спектрометра. На переднем плане виден вакуумный откачной пост

при изучении малоинтенсивных линий. Мы изготовили дополнительну малую счетчиковую камеру с одним счетчиком, поместив ее таким образо что счетчик встал в первый фокус (на рис. 1 показано штриховыми линиями Объем этой камеры отделен от объема измерительной камеры коллоди вой пленкой и соединяется с большой счетчиковой камерой. Входное ок малой камеры имеет размер 2 × 20 мм, выходное — 8 × 20 мм. Чтоб уменьшить площадь пленки выходного окна, в нем сделана узкая попере ная перемычка.

Счетчики обычно имели рабочую область 200 V при напряжении нити 800 — 900 V. В конструировании измерительной и большой счетч ковой камеры принимали участие сотрудники Института физической х мии АН СССР В. И. Гаврилов и Н. Я. Титова.

4. Счетно-регистрирующая схема

Регистрация импульсов от счетчиков производится непосредственно ресчетной установкой типа ПС-64 или, в случае работы двух счетчико через схему совпадений. Разрешающее время схемы совпадений рав приблизительно $5 \cdot 10^{-6}$ сек. Схема позволяет работать на двойных тройных совпадениях. Один из каналов схемы может быть включен антисовпадения. Схема совпадений была собрана студентом МИФИ В. Са миным при выполнении им дипломной работы.

II. Разрешающая способность и светосила комбинированного β — γ-спектрометра

1. Полуширина линий конверсионных и фотоэлектронов

Джелепов и Башилов в цитированной выше работе дают следующую рмулу для подсчета относительной полуширины линий в β-спектрометре:

$$R = \frac{1}{4} \cdot \frac{(\Delta x) + d + q + 2\sigma}{\rho},$$

Δx — ширина изображения линейного источника, d — ширина ще- q — ширина источника, σ — спектральная ширина, ρ — радиус при- а.

Подсчитанная по этой формуле относительная полуширина линий при рине щели и источника 0,8 мм, высоте источника 15—20 мм, горизон- ьном угле расходимости 30° и вертикальном угле ± 3° равняется при- но 0,6%. Такая полуширина была получена при снятии спектра кон- сионных электронов Cs^{137} в условиях работы на одном счетчике.

2. Полуширина линий электронов отдачи

Форма спектральной линии и ее полуширина определяются энергией вантов, геометрией прибора (относительным расположением источ- а и мишени, радиусом прибора и т. д.), рассеянием и торможением ктронов отдачи в мишени и пленках счетчиков, а также размерами ис- ника. Расчет формы спектральной линии для γ-спектрометра с однород- магнитным полем типа «ритрон» был проделан Хольновым [8], учи- авшим часть факторов, влияющих на форму линии. Вопросы формы ии рассматривались также Джелеповым, Жуковским и Хольновым казанной выше работе. Как следует из этих работ, расчетная и экспе- ентальная полуширины линий значительно отличаются одна от другой. елепов [9] объяснил, по крайней мере, часть этого расхождения нали- м «естественной» ширины линии электронов отдачи.

Весьма трудно рассчитать форму линий электронов отдачи в γ-спект- етре с неоднородным полем. Однако, учитывая экспериментальные ре- таты, полученные на γ-спектрометрах «ритрон» и «элотрон», можно дположить, что полуширина линий электронов отдачи в нашем случае кна быть порядка 2—2,5% для γ-линии Cs^{137}. Это подтвердилось на те.

III. Градуировка спектрометра

1. Градуировка по γ-линиям конверсионных или фотоэлектронов

Мы градуировали свой прибор по правому спаду конверсионных ли- В качестве эталонных линий мы использовали K- и L-линии конвер- ных электронов Cs^{137} (рис. 4); энергия этого γ-перехода, измеренная сталлдиффракционным методом, составляет 0,6616 MeV.

Поскольку при напряженностях магнитного поля до 2000—3000 Oe аблюдается насыщения железа магнита, мы считали зависимость на- кенности поля от тока в катушках линейной. Величина тока, соответ- ющего нулевой напряженности при выходе с отрицательной петли ги- езиса, выбиралась по графику петли. Напряженность проверялась итометром. Градуировка проверялась по γ-линии Zn^{65}. Снятый спектр K- и L-линии фотоэлектронов с энергиями 1033 и 1105 keV, что ветствует энергии γ-лучей 1120,6 keV. В качестве радиатора исполь- лась свинцовая фольга.

2. Градуировка спектрометра по электронам отдачи

Мы градуировали прибор по вершинам линий электронов отдачи. В к-
честве эталонных мы выбирали γ-линии Co^{60} и Cs^{137}. На рис. 5 предста-
лен градуировочный график прибора по конверсионным электронам
и по электронам отдачи *2*. По оси абсцисс отложены деления потенциометр
по оси ординат — энергия электронов в единицах $H\rho$.

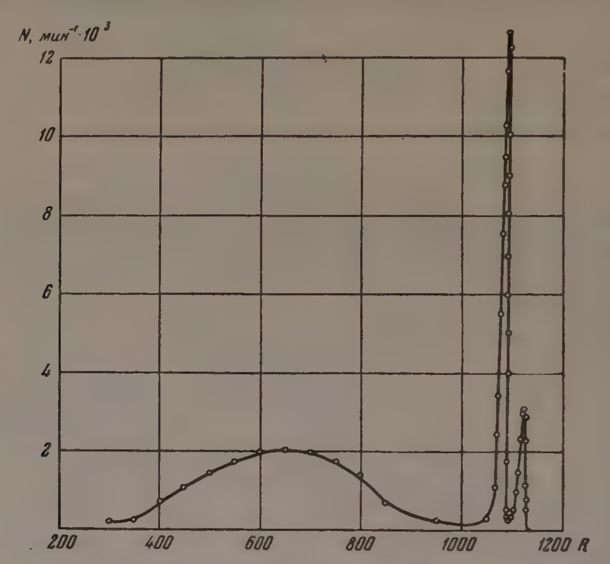


Рис. 4. β-Спектр Cs^{137}. *R* — деления потенциометра

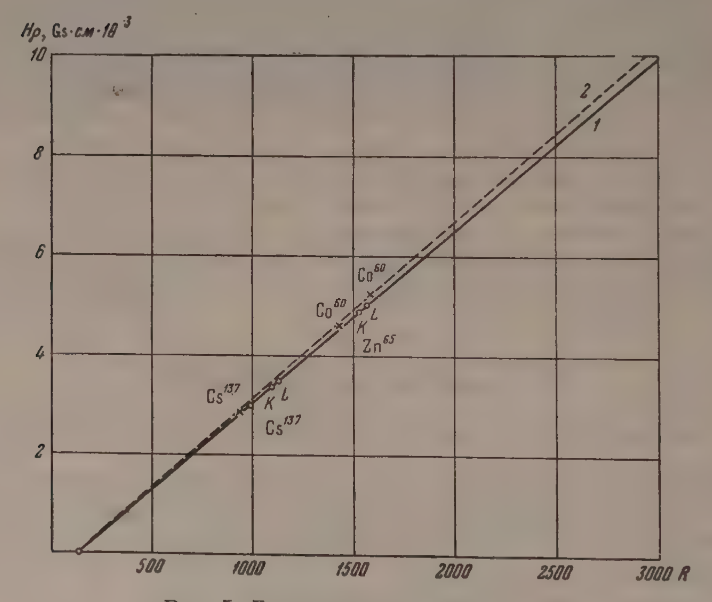


Рис. 5. Градуировка по энергиям

VI. Воспроизводимость результатов и точность измерений на комбинированном β — γ-спектрометре

Необходимо было установить, насколько точно соответствует ток в эле-
ромагните напряженности магнитного поля и как это соответствие сох-
няется в процессе работы при разных сериях опытов. Для этого мы т

ьно исследовали петлю гистерезиса и изучили повторение этой петли разных циклах изменения тока в электромагните. Опытом установле- что так называемая частная петля гистерезиса, получаемая при измене- тока в электромагните $0 \to I_{max} \to 0$, начинается с некоторой начальной пряженности и не имеет линейной зависимости от тока, особенно в начале ли. Повторяемость полной петли гистерезиса, получаемая при измене- тока в катушках $0 \to I_{max} \to 0 \to (I_{min} = |I_{max}|) \to 0$, лучше, чем в случае част- петли. Кроме того, напряженность поля на большом участке, включая линейно связана с током. Учитывая это, мы выбрали в качестве рабо- петли полную петлю гистерезиса.

Однозначное соответствие между током и напряженностью магнит- о поля устанавливается после трех-пяти тренировочных циклов. Как азали неоднократные измерения конверсионной линии Cs^{137}, однознач- ть между током и напряженностью поля соблюдается с точностью $2 \cdot 10^{-3}$. угими словами, результаты измерений в различных сериях опытов при тии одного и того же спектра расходятся на 1—1,5 keV при энергии ктронов ~600 keV. Это и определяет точность измерений на нашем при- е.

Авторы выражают свою благодарность Б. С. Джелепову, Ю. В. Холь- у, Н. Н. Жуковскому и П. П. Зарубину за помощь в освоении одики измерений, а также за оказанное внимание и помощь в работе.

Институт физической химии
Академии наук СССР

Цитированная литература

Джелепов Б., Башилов А., Изв. АН СССР, Серия физич., 14, 3 (1950).
iegbahn K., Svartholm N., Nature, 157, 872 (1946).
Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 5 (1954).
Джелепов Б., Жуковский Н., Карамян А., Шестопалова С., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 518, (1953).
орсунский М., Кельман В., Петров Б., ЖЭТФ, 14, 394 (1944).
Iавинский П., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 2 (1954).
Ierzog R., Tischler O., Rev. Sci. Instr., 24, 1000 (1953).
Хольнов Ю., Диссертация, РИАН СССР (1952).
Джелепов Б., ДАН СССР, 101, 5 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

Е. Л. СТОЛЯРОВА и И. Е. КОНСТАНТИНОВ

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ДВУХКРИСТАЛЬНЫЙ γ-СПЕКТРОМЕТР

Спектрометр совпадений на комптон-электронах описан в работе [1]. Принципиальная схема спектрометра представлена на рис. 1.

Коллимированный пучок γ-лучей с энергией $h\nu$ падает на кристалл спектрометра X; в результате комптон-эффекта в кристалле X образуются электроны отдачи, а рассеянные кванты под углом θ регистрируются кристаллом D. Импульсы от обоих кристаллов регистрируются фотоумножителем и подаются на схему совпадений, при это производится анализ импульсов, идущих по амплитудам от кристалла X, т. е. производится изучение спектра электронов отдачи. Таким образом, кристалл X играет роль анализатора, кристалл D — регистратора. Энергия γ-кванта однозначно определяется по энергии электрона отдачи и углу θ.

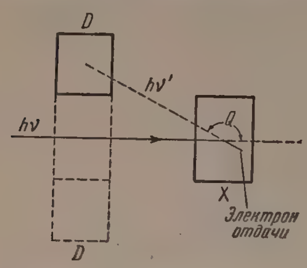


Рис. 1. Принципиальная схема спектрометра совпадений на комптон-электронах

Следует заметить, что при больших углах рассеяния θ энергия электрона отдачи E_β практически не зависит от θ. Следовательно, при больших углах рассеяния конечные размеры кристалла регистратора меньше сказываются на амплитудном разрешении, чем при малых углах.

Нами был построен двухкристальный γ-спектрометр совпадений на фотоумножителях нового типа (ФЭУ-С), разработанных в лаборатории Н. С. Хлебникова.

В этих фотоумножителях электронно-оптическая система входной части фотоумножителя обеспечивает полный сбор электронов с фотокатода на первый эмиттер, что является наиболее существенным для получения хорошего разрешения.

В нашем спектрометре используются электроны отдачи по тому же принципу, что и в спектрометре Хофштадтера [1], наиболее удобном в интервале энергий γ-лучей $0{,}2 \div 2$ MeV.

Блок-схема построенного нами спектрометра представлена на рис. 2. В светонепроницаемом ящике помещаются два фотоумножителя *6* и *7* с кристаллами C_1 и C_2. Угол рассеяния θ равен 150°. Свинцовый коллиматор *K* имеет размеры 15 × 15 × 22 см; внутренний ϕ 6 мм. Источник может помещаться как внутри ящика, так и снаружи. Импульсы от ФЭУ-I и ФЭУ-II (*6*, *7*) через предусилители *5*, состоящие из одного усилительного каскада и катодного повторителя, поступают на линейные импульсные усилители *1* и далее на схему совпадений *8* с разрешающим временем $\tau = 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ сек.

Схема совпадений при срабатывании запускает мультивибратор *9*, который открывает электронный ключ *11*, пропускающий импульсы с умножителя-анализатора на амплитудный одноканальный анализатор *10*, после чего импульсы регистрируются пересчетной схемой *3*. Линия задержки в 1 мксек введена для задержки анализируемого импульса на время, необходимое для полного открытия электронного ключа. На схеме показан

же блоки питания умножителей, усилителей и дискриминатора. Нами пользовались кристаллы NaJ—Tl размерами 29 × 12 мм.

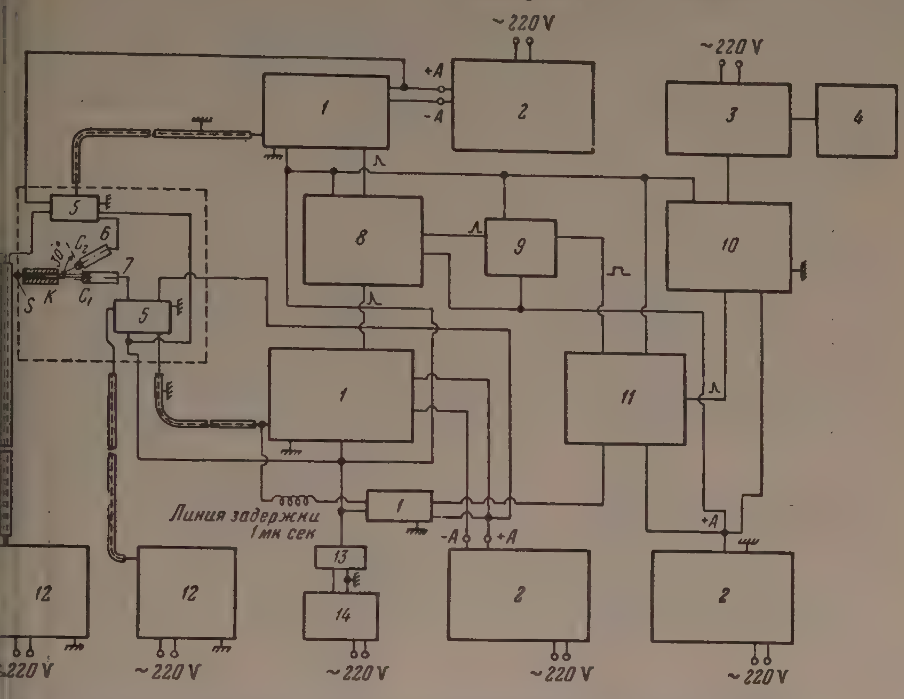


Рис. 2. Блок-схема двухкристального люминесцентного γ-спектрометра: *1* — линейный усилитель, *2* — стабилизатор анодного напряжения, *3* — пересчетная схема, *4* — механический счетчик, *5* — предусилитель, *6* — ФЭУ-II, *7* — ФЭУ-I, *8* — схема совпадений, *9* — мультивибратор, *10* — одноканальный дифференциальный анализатор, *11* — электронный ключ, *12* — стабилизатор высокого напряжения, *13* — аккумулятор, *14* — селеновый выпрямитель (накал)

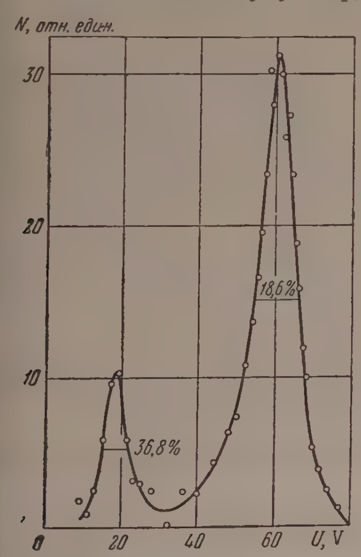


Рис. 3. Распределение импульсов по амплитудам в случае γ-лучей Hg^{203}

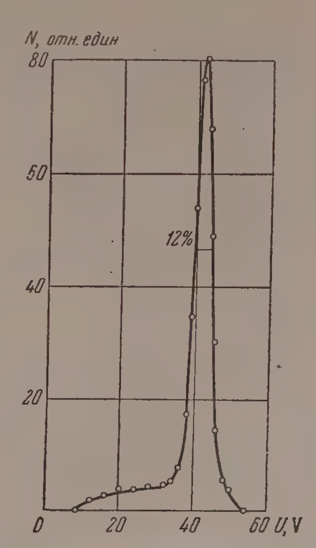


Рис. 4. Распределение импульсов по амплитудам для γ-лучей Cs^{137}

Для исследования разрешающей способности и эффективности установки нами были получены спектры электронов отдачи от монохроматических γ-лучей Hg^{203}, Cs^{137}, Co^{60}.

Распределение импульсов по амплитудам для γ-лучей Hg^{203}, Cs^{137} и C
представлено на рис. 3, 4 и 5.

Для линии 280 keV (рис. 3) относительная полуширина равна 18,6
Меньший пик, с энергией 40 keV и полушириной 36,8%, обязан характе
стическому излучению Tl^{203}, в который переходит Hg^{203}. При помощи д
криминации импульсов в кристалле-детекторе возможно добиться исч

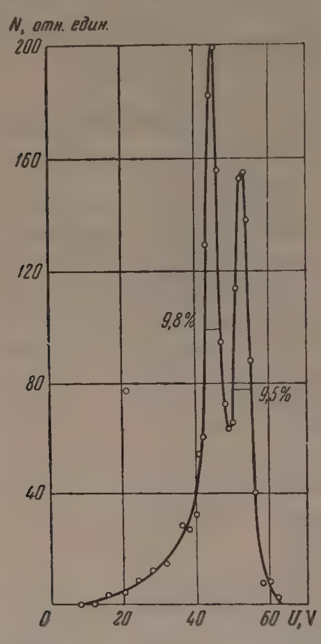


Рис. 5. Распределение импульсов по амплитудам для γ-лучей Co^{60}

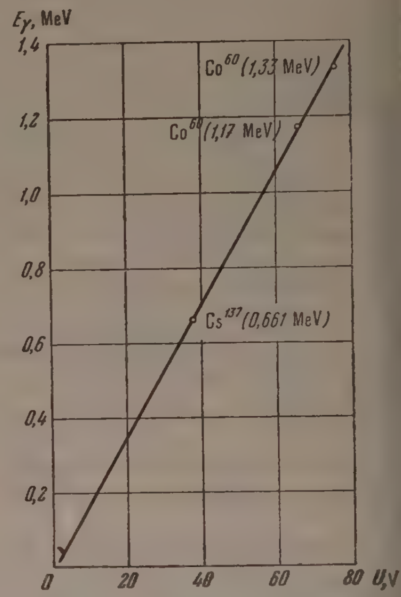


Рис. 6. Градуировочная характеристика двухкристального γ-спектрометра

новения этого пика. Полуширина линии Cs^{137} составляет 12%, а лин
Co^{60} —9,8 и 9,5%.

На рис. 6 представлена градуировочная характеристика спектромет
Спектры Co^{60}, Cs^{137} и Hg^{203} были получены при различных коэффициен
усиления схемы (для наиболее полного использования энергетичес
шкалы прибора). На данном рисунке произведен пересчет к одному ко
фициенту усиления. Зависимость энергии γ-лучей от амплитуды импу
сов оказывается линейной.

Энергетическое разрешение двухкристального спектрометра нескол
хуже, чем однокристального для одной и той же энергии по следую
причинам.

1. Кристалл-анализатор двухкристального спектрометра регист
рует энергию, меньшую, чем у однокристального, так как рассеян
γ-кванты уносят $\simeq \frac{1}{2} m_0c^2$ энергии первичного γ-кванта.

2. Конечная апертура кристалла-регистратора вносит свой вк
в энергетическое разрешение.

Для вышеуказанных изотопов нами была проведена эксперимента
ная оценка статистического и апертурного факторов на энергетичес
разрешение.

Величина уширения за счет спектрометр-анализатора для регистри
мых им энергий определялась на основании закона

$$\sigma \approx \frac{1}{\sqrt{E_\gamma}} \quad (\sigma \text{ — полуширина})$$

и с учетом энергии, уносимой рассеянным γ-квантом.

Для вычисления вклада кристалла и умножителя использовалась полуоина для линии Cs^{137}, равная 7,7%. Эта величина была получена на й же установке, но в режиме юкристального спектрометра. ультаты вычислений привеев таблице.

Изотоп	Вклад умножителя, %	Вклад апертуры угла кристалла-счетчика, %	Общее разрешение, %
Hg^{203}	16,2	2,4	18,6
Cs^{137}	9,2	2,8	12
Co^{60}	6,4 (1,17 MeV)	3,4	9,8
	5,9 (1,33 MeV)	3,6	9,5

Как видно из таблицы, относиьный вклад углового разреше- с увеличением энергии γ-лучей растает.

Эффективность нашего двукриьного спектрометра в наших тах составляла 0,1% для Co^{60} 125% для Cs^{137}, т. е. примерно два порядка меньше эффективности однокристального спектрометра. ако для исследования не слишком слабых излучений двухкристаль- спектрометр может успешно применяться.

Московский инженерно-физический
институт

Цитированная литература

ofstadter K., McIntyre I., Phys. Rev., 78, 619 (1950).

Ю. И. ФИЛИМОНОВ и Г. А. ПЕТРОВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОЙ $\alpha-\gamma$-КОРРЕЛЯЦ

В настоящее время наиболее распространенным методом изучения у вой α—γ-корреляции является метод двух регистраторов, расположен под фиксированными углами друг к другу. Недостатком этого мет является длительность измерений, связанная с необходимостью посл вательных измерений скоростей счета совпадений сигналов от регис торов, расположенных под различными углами, при малой геометричес эффективности.

Использование ионизационной камеры в качестве регистратора нап лений вылета α-частиц позволяет увеличить светосилу прибора и измер угловое распределение одновременно в диапазоне углов от $\pi/2$ до π. В т время импульсная ионизационная камера дает возможность получить л шее разрешение по энергии α-частиц, чем, например, сцинтилляцион детектор.

Использованный нами метод регистрации направлений вылета α стиц при помощи импульсной ионизационной камеры с сеткой сост в следующем.

При помещении между собирающим электродом A (рис. 1) и высо вольтным электродом B заземленной по высокой частоте сетки C с рающий электрод A оказывается экранированным от влияния заря находящихся в пространстве CB. Следовательно, если в начальный мом времени в пространстве между электродами C и B появится трек заря ной частицы под углом θ к оси камеры, то на собирающем электрод возникнет наведенный электрический сигнал только спустя врем которое необходимо для прохождения электронами расстояния l:

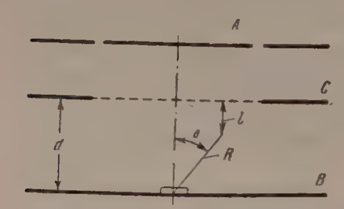


Рис. 1. Схема ионизационной камеры с сеткой

$$l = d - R\cos\theta,$$

где R — пробег α-частицы.

Таким образом,

$$t = \frac{d - R\cos\theta}{w},$$

где w— скорость дрейфа электронов в прост стве между сеткой и высоковольтным э тродом.

Это явление запаздывания сигнала было использовано для определе угла вылета α-частиц из источника в корреляционных измерениях.

Угловая α—γ-корреляция наблюдается в тех случаях, когда врем вылета α-частицы и находящегося с нею в каскаде γ-кванта разделены межутком не более $10^{-9} \div 10^{-10}$ сек [1]. Поэтому время вылета α-част с достаточной для этой методики точностью задается моментом испу ния γ-кванта.

Угловая α—γ-корреляция изучалась при помощи установки, б схема которой представлена на рис. 2.

В опытах применялась плоская ионизационная камера с сеткой Сетка и высоковольтный электрод имели форму дисков ф 20 см. С

ющий электрод ϕ 10 см был окружен кольцеобразным охранным электро-
м. Подвод высокого напряжения к сетке и высоковольтному электроду
уществлялся через полые фарфоровые изоляторы, которые поддержи-
ли электроды. Расстояние между собирающим электродом и сеткой было
вно 1,5 см, между сеткой и высоковольтным электродом — 3,3 см.

Источник α-частиц ϕ 1 см наносился на алюминиевую тарелочку и по-
щался на высоковольтном электроде.

В дне камеры было сделано отверстие для смены образцов, к нему не-
движно приставлялся кожух с фотоумножителем ФЭУ-19-С и кристал-
м NaJ—Tl.

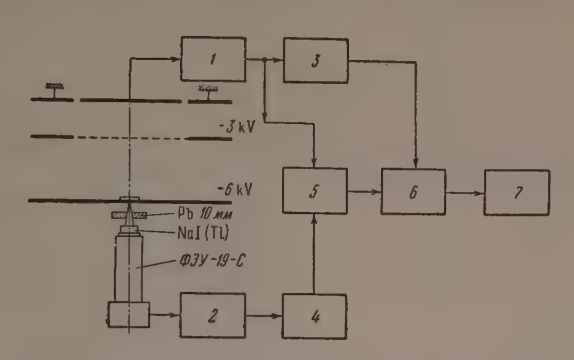


Рис. 2. Блок-схема устройства для измерения угловой α—γ-корреляции. *1* — усилитель импульсов от α-частиц, *2* — усилитель импульсов от γ-квантов, *3*, *4* — дискриминаторы, *5* — генератор пилообразных импульсов, *6* — схема пропускания, *7* — 20-канальный амплитудный анализатор

Телесный угол счетчика составлял 10^{-2} от 4π. Кожух фотоумножи-
ля окружался слоем свинца толщиной 5 см. Камера работала на химиче-
чистом аргоне при давлениях 2—3 атм. Перед наполнением камера
ачивалась до давления $\approx 10^{-2}$ мм рт. ст.

Для усиления импульсов с собирающего электрода камеры использо-
ся усилитель с коэффициентом усиления до 10^6.

Постоянные времени дифференцирования и интегрирования усилителя
ли равны 4 мксек.

Импульсы с анода фотоумножителя поступали на усилитель с коэффи-
ентом усиления до 10^4 и верхней границей полосы пропускания 2 MHz.

Выходные сигналы усилителей формировались триггерными схемами.
лообразный импульс возникал в схеме *5* (рис. 2) с приходом импульса
силителя *2* и обрывался с приходом импульса от ионизационной камеры.

Таким образом, амплитуда импульса равна

$$V = ct, \tag{3}$$

t определяется формулой (2), c — градуировочная постоянная.

Схема пропускания *6* селектировала импульсы по энергии α-частиц.

Амплитудный спектр импульсов на выходе схемы пропускания регист-
овался 20-канальным амплитудным анализатором *7*, каждый канал ко-
юго соответствовал определенному углу между направлениями вылета
астицы и γ-кванта.

Радиотехническое устройство настраивалось при помощи генератора
ренных импульсов, постоянная c (3) выбиралась равной 7,7 V мксек$^{-1}$.

Собственная нестабильность прибора составляла 0,5 V при величине
одных импульсов от 10 до 50 V.

Для определения углового разрешения установки производились опыты
учками α-частиц, направленными под углами 0, 45 и 90° к оси камеры.
ность выделения пучков составляла 5°.

Время появления трека α-частицы задавалось сигналом с высоковол-ного электрода. Одна из гистограмм, снятая при давлении в кам $p=2{,}75$ атм и разности потенциалов между сеткой и высоковол-ным электродом 2,5 kV, представлена на рис. 3. Полуширина пиков в ср-нем составляет 12%. Разрешение ухудшено из-за плохих условий сня сигнала с высоковольтного электрода: это обстоятельство не было пре-смотрено в конструкции камеры. Поэтому отношение сигнала к шуму ставляло $10 \div 20$.

Работа прибора проверялась при исследовании угловой α—γ-корре-ции у ThC″. Предварительно было снято угловое распределение переходах

$$\mathrm{ThC} \xrightarrow[720\ \mathrm{keV}]{\gamma} \mathrm{ThC}' \xrightarrow[8{,}78\ \mathrm{MeV}]{\alpha} \mathrm{ThD}.$$

При этих переходах спин основного состояния ThC′ равен нулю угловое распределение должно быть изотропным [1].

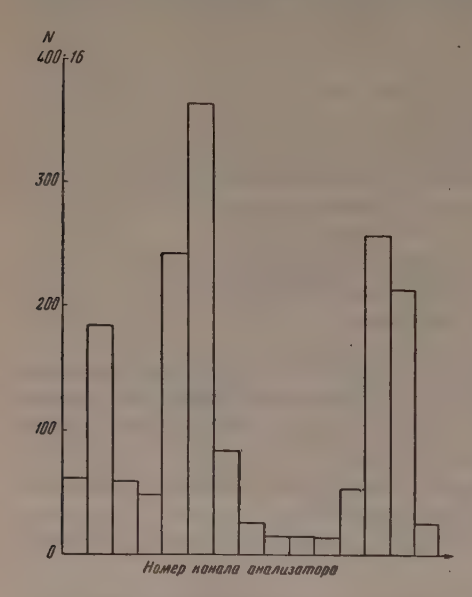


Рис. 3. Гистограмма углового разрешения устройства

При измерениях описанным ме-дом изотропного углового распре-ления амплитудный спектр выходн сигналов должен быть также изотр-ным. Из выражений (2) и (3) име

$$\Delta V = c\Delta t = \frac{cR}{w} \sin\theta\, \Delta\theta.$$

С другой стороны,

$$\Delta N = N_0 \sin\theta\, \Delta\theta,$$

где ΔN — число отсчетов в одном нале анализатора, N_0— полное чи отсчетов в амплитудном спектре, оп-деляемом выражением (3). ΔV — рина канала анализатора.

Отсюда

$$\Delta N = \frac{N_0 w}{cR} \Delta V = k\Delta V,$$

где k — экспериментально опре-ляемая постоянная.

Экспериментальные точки хоро укладываются на прямую (рис. Далее была исследована угловая корреляция α-частиц ThC с энерги 6,04 MeV и γ-лучей первого возбужденного уровня ThC″ (40 keV).

Энергетическое разрешение ионизационной камеры было измер для α-частиц ThC′ и составляло 60 keV.

Разрешение сцинтилляционного спектрометра определялось по рактеристическому излучению Te^{127} (32 keV) и составляло 30%.

Таким образом, две группы α-частиц ThC с энергиями 6,04 MeV 6,08 MeV в наших опытах разделены не были. По этой причине, а та из-за большой величины коэффициента внутренней конверсии γ-лу ThC″* с $E_\gamma=40$ keV ($\alpha = 19{,}6$) [2], фон случайных совпадений составл около 50% общего счета совпадений.

Фон случайных совпадений измерялся путем введения задер в цепь регистрации импульсов от α-частиц.

Результаты измерений α—γ-корреляции обрабатывались по мет наименьших квадратов. Полученная корреляционная функция (рис. имеет вид:

$$w(\theta) = 1 - (0{,}24 \pm 0{,}05)\cos^2\theta.$$

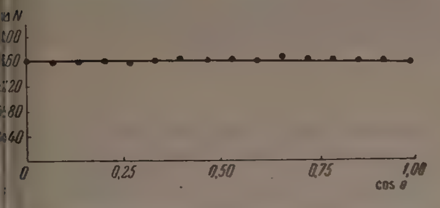
Эта функция в пределах экспериментальных ошибок совпадает с теоре-[тич]еской функцией

$$w(\theta) = 1 - 0{,}22\cos^2\theta, \tag{8}$$

[выч]исленной в предположении, что угловые моменты состояний равны:

$$I_{\text{ThC}} = 1, \quad I_{\text{ThC}''*} = 4, \quad I_{\text{ThC}''} = 5.$$

Полученные в наших опытах значения для коэффициентов в формуле



[Ри]с. 4. Изотропное угловое распределение ThC′

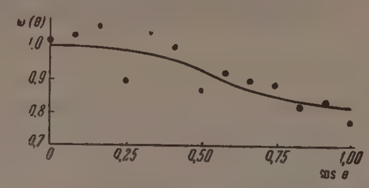


Рис. 5. Угловая α—γ-корреляция в ThC″

[уг]лового распределения (7) находятся в соответствии с результатами [ра]боты [2].

Проведенная работа показывает, что ионизационная камера с электрон-[н]ым собиранием может быть эффективно использована для изучения угло-[во]й α—γ-корреляции.

В заключение пользуемся случаем выразить благодарность проф. [Ру]синову Л. И. за интерес, проявленный к работе.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

[1.] Долгинов А. З., ЖЭТФ, 23, 493 (1952).
[2.] Weale I. W., Proc. Phys. Soc., A68, 35 (1955).

Э. Е. БЕРЛОВИЧ

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В ОБЛАСТИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Введение

Разрядка нижних возбужденных состояний ядер может происходит либо путем испускания γ-квантов, либо путем передачи энергии одном из электронов оболочки атома (внутренняя конверсия), либо (если энер гия возбуждения $E > 2\, m_0c^2$, где m_0 — масса покоя электрона, c — скорост света) путем образования электрон-позитронной пары (внутренняя ков версия с образованием пар). Вероятности второго и третьего процессов происходящих за пределами ядра, практически не зависят от деталей ег структуры. Заметным оказывается лишь влияние на эти процессы конеч ных размеров ядра [1]. Однако вероятности конверсионных переходов особенно отношения вероятностей конверсий в различных оболочках подоболочках атома оказываются весьма чувствительными к характеристи кам уровней ядра, между которыми происходит переход (энергии, спины четности). Поэтому экспериментальное определение коэффициентов конвер сии представляет надежное средство для получения сведений о характери стиках уровней и о типе ядерных переходов (мультипольность, характер)

Вероятность радиационных переходов существенно определяется ядер ной структурой. Разные модели ядра (капельная, оболочечная и современ ная обобщенная) приводят поэтому к различным формулам для это вероятности. Естественно, что экспериментальное изучение вероят ности радиационных переходов является важным средством проверк адэкватности разных моделей ядра. Успешно развивающаяся в послед ние два-три года обобщенная модель Бора — Моттельсона [2], хорош разработанная для вращательных состояний, дает зависимость вероят ности радиационных переходов от таких характеристик ядра, как пара метр деформации, электромагнитные моменты, спин. Поэтому, если хара тер и мультипольность перехода между вращательными состояниями и вестны из данных по коэффициентам конверсии или по угловой коррел ции каскадных излучений, измерения вероятностей таких переходов п зволяют получить сведения о перечисленных параметрах ядра. Следу ожидать, что, по мере развития теории, измерения вероятностей перех дов позволят извлекать сведения и о параметрах, связанных с колеб тельным движением.

Исследования вероятностей радиационных переходов осуществляют либо измерением времени жизни возбужденного состояния (прямым и косвенным) либо определением сечения кулоновского возбуждения уро ней, которое связано с вероятностью перехода на возбужденный уровен а следовательно, и с вероятностью обратного радиационного перехода.

Настоящая работа посвящена определению вероятностей переход путем измерения времени жизни методом задержанных совпадений.

1. Особенности метода задержанных совпадений

Измерения времен жизни возбужденных состояний ядер методом заде жанных совпадений сводятся к исследованию зависимости числа совпа ний импульсов, возникших под действием двух каскадных излучений,

[в]ременной задержки, введенной в один из каналов схемы совпадений. При [э]том возможны следующие случаи:

1. В случае, когда время жизни состояния заметно превосходит [раз]решающее время схемы совпадений, форма кривой совпадений оказывается [а]симметричной, и искомое время жизни находится по более пологой экспо[н]енциальной ветви кривой [3].

2. Если время жизни исследуемого состояния мало и экспоненциаль[н]ая ветвь кривой совпадений выражена плохо, определение времени жизни [м]ожет быть выполнено сравнением кривой совпадений, полученной для [и]сследуемого состояния, с кривой «быстрых» совпадений, полученной для [з]аведомо короткоживущего состояния. Сравнение выполняется либо по [м]етоду Бея [4], либо по методу Ньютона [5].

3. Белл, Грехем и Петч [6], используя сдвоенный магнитный спектро[м]етр совпадений, применили метод «самосравнения»; они настраивали [од]ну ветвь спектрометра на конверсионную линию, соответствующую раз[р]ядке исследуемого уровня, а другую — на близкий по энергии участок [β]-спектра, а затем меняли роли обеих ветвей спектрометра. Этим способом [в]еличина смещения центра тяжести кривых была увеличена вдвое по срав[н]ению с методом Бея.

Мы [7], используя с той же целью сцинтилляционный спектрометр сов[па]дений, применили измерение кривых совпадений при двух положениях [п]оглотителя β-лучей (или электро[но]в конверсии): между первым или [вт]орым фотоумножителями, с од[но]й стороны, и источником, — с [д]ругой, поочередно.

Таблица 1

Периоды полураспада возбужденного состояния ядра Hg^{198} по данным разных авторов

№ п/п	Авторы работ	T
1	Маданский и Виденбек [8]	$2-3\cdot10^{-7}$ сек
2	Мейер, Балдингер и Хубер [9]	$3,5\cdot10^{-8}$ сек
3	Ястрэм, Коннекер и Клеланд [10]	$4\cdot10^{-8}$ сек
4	Мак-Интайр [11]	$2,3\cdot10^{-8}$ сек
5	Белл и Петч [12]	$<3\cdot10^{-9}$ сек
6	Белл и Грэхэм [13]	$<2\cdot10^{-10}$ сек
7	Дейч и Райт [14]	$<4\cdot10^{-9}$ сек
8	Белл, Грэхем и Петч [6]	$<3\cdot10^{-11}$ сек
9	Мун [15] *	$<10^{-11}$ сек

Измерения времен жизни воз[б]ужденных состояний методом за[де]ржанных совпадений являются [п]рямыми измерениями в отличие [о]т других способов определения [э]того времени (например, метод [р]езонансного рассеяния γ-лучей [и]ли метод, основанный на опреде[л]ении радиационной ширины уров[н]ей в реакциях (n, γ) или (p, γ) [и] др.).

Вместе с тем применение этого [м]етода требует особого внимания [и] учета многочисленных аппара[ту]рных эффектов, которые могут значительно повлиять на полу[ча]емые из опыта значения времен жизни. В качестве примера, ил[л]юстрирующего роль методических факторов в подобных изменениях, [о]тметим многократно исследованный случай уровня Hg^{198} с энер[г]ией 411 keV, возникающий при β-распаде ядра Au^{198}. В табл. 1 приведены [р]езультаты измерений времени жизни этого уровня по данным разных авто[р]ов. Как видно из табл. 1, различные измерения дают для времени жизни [у]ровня Hg^{198} значения, распределенные в диапазоне от 10^{-7} до 10^{-11} сек, [т]. е. разброс достигает четырех порядков. Более того, даже у одних и тех же [а]второв (Белл и др.), при измерениях с постепенно модифицирующейся [м]етодикой результаты изменяются от $3\cdot10^{-9}$ сек до $3\cdot10^{-11}$ сек.

Наиболее существенные причины большого разнобоя в данных различ[н]ых авторов, как правило, хорошо известных в качестве опытных экспе[ри]ментаторов, сводятся, по-видимому, к следующему.

1. Наличие сопровождающих («сателлитных») [и]мпульсов в фотоумножителях. Совпадение между основ-

* Метод резонансного рассеяния.

ным импульсом в одном из фотоумножителей и сопровождающим импуль-
сом в другом представляет ложное, задержанное во времени совпадение (за-
держка при этом будет введена в канал первого фотоумножителя). Одн
из причин появления сопровождающих импульсов в фотоумножителях со
стоит в оптической обратной связи, которая может быть вызвана свечением
последних эмиттеров при больших усилениях и попаданием света на фото
катод. При специальном виде конструкции фотоумножителя (фотоумножи
тели с «перетяжкой») оптическая обратная связь может быть устранена
Она может быть также устранена выбором для эмиттеров материала, не
дающего люминесценции (например, Cu—Be).

Сопровождающие импульсы могут возникать также вследствие ионно
обратной связи, при которой положительный ион, попадающий на фотока
тод или на один из первых эмиттеров, может дать начало вторичному им
пульсу. Ионная обратная связь также может быть устранена при соответ
ствующей конструкции фотоумножителя.

2. Наличие сопровождающих импульсов, воз никающих за счет послесвечения фосфо́ра. Ор ганические фосфо́ры — стильбен и антрацен имеют по несколько компонен световой эмиссии с различными временами высвечивания и с разной интен сивностью. Если время разрешения схемы совпадений выбрано соответ ственно наиболее кратковременной компоненте, то амплитуда импульса соответствующего этой компоненте, будет наибольшей, ибо большинств возбужденных состояний в кристалле испустит фотоны в пределах выбран ного времени. Более медленно высвечивающиеся возбужденные состоя ния в кристалле дадут отдельные вспышки малой амплитуды (схема раз решает единичные фотоны), частота появления которых будет тем меньше чем больше время высвечивания состояния. Благодаря наличию этих со провождающих импульсов можно получить задержанные совпадения, если при помощи амплитудного анализатора импульсов отбирать совпадени с импульсами малых амплитуд в одной из ветвей.

3. Влияние фронта импульса на форму криво разрешения. Влияние энергии регистрируемых частиц на форм кривой разрешения отмечалось в работах [6] и [16]; нами этот эффек исследовался детально. Результаты описаны в следующем параграфе.

2. Влияние фронта импульса на форму кривой совпадений

На рис. 1 представлены кривые β—γ-совпадений для переход $Au^{198} \rightarrow Hg^{198}$ для двух положений фильтра (β—γ-совпадения и γ—β-совпаде ния*). В этом случае регистрировался весь спектр β-частиц, граничная энер гия которых составляет 960 keV, и весь спектр комптоновских электронов граничная энергия которых для квантов 411 keV составляет 253 keV. П оси абсцисс отложены положения указателя на шкале линии переменно задержки в сантиметрах и в единицах времени, по оси ординат—число сов падений в единицу времени. Как видно из рисунка, обе кривые смещены и время жизни уровня, определенное из величины смещения, оказывает ся равным $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ сек. Однако опыт показывает, что измеренное значе ние времени может изменяться в некоторых пределах, если пороговыми триг герами, помещенными в боковых каналах усилителя, менять чувствитель ность каналов. Наблюдаемые смещения кривых увеличиваются, если триг гером канала, регистрирующего β-частицы, отрезать бо́льшую часть спект ра, оставляя лишь наиболее жесткую часть. Наоборот, смещение кривы уменьшается, если отрезать бо́льшую часть комптоновского распределе ния.

---

* Кривые получены при помощи схемы совпадений с линией переменной задержки описанной в работе [7].

Мы модифицировали схему, введя в каждый боковой канал амплитуд-ный одноканальный анализатор импульсов. Это позволило отбирать совпадения в энергетически эквивалентных интервалах импульсов. На рис. 2 представлены результаты измерений совпадений для того же перехода $Au^{198} \to Hg^{198}$ с эквивалентными интервалами амплитуд при двух положениях фильтра β-частиц. Из рисунка видно, что какое-либо заметное смещение между кривыми совпадений для двух положений фильтра (кривые β—γ-совпадений и γ—β-совпадений) отсутствует. Верхний предел времени жизни уровня, оцененный из этих кривых, составляет ве-

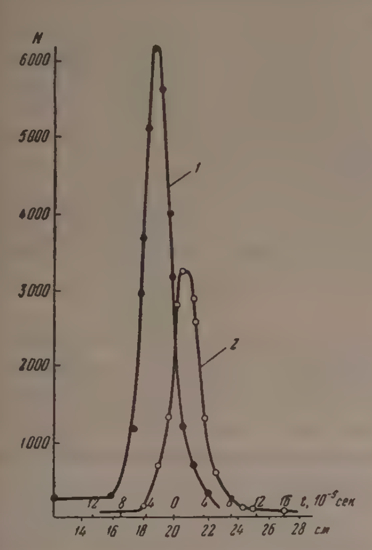


Рис. 1

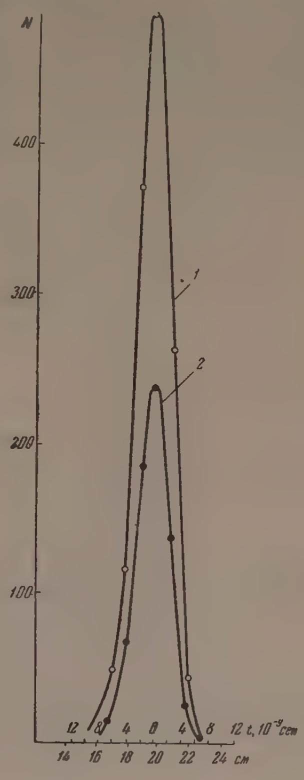


Рис. 2

Рис. 1. Кривые совпадений между β-частицами Au^{198} и γ-квантами перехода Hg^{198} 411 keV. Регистрируется весь β-спектр и все комптоновское распределение: *1* — γ — β-совпадения, *2* — β — γ-совпадения

Рис. 2. Кривые совпадений между β-частицами Au^{198} и γ-квантами перехода Hg^{198} 411 keV. Регистрируются энергетически эквивалентные участки β-спектра и комптоновского распределения: *1* — γ — β-совпадения, *2* — β — γ-совпадения

личину $\sim 10^{-10}$ сек. Таким образом, очевидно, что смещение кривых, видное из рис. 1, является ложным и никакому физическому времени жизни уровня не соответствует. Далее, и сам характер кривых не соответствует физически обоснованному смещению. В самом деле, если смещение вызвано измеримым временем жизни уровня, то ветвь кривой, обращенная в сторону смещения, должна быть более пологой (ближе к экспоненциальной), чем противоположная, чисто гауссовская ветвь. На рис. 1 ситуация скорее противоположная, что наводит на мысль о методическом происхождении смещения.

Влияние энергии частиц на положение и форму кривой совпадений можно понять следующим образом. Пусть на концы нашей переменной линии задержки импульсы, возникшие под действием каскадных излучений, попадают практически одновременно (время жизни промежуточного уровня весьма мало). Крутизна переднего фронта импульса определяется, в частности, энергией частицы, ибо при большей энергии, теряемой частицей в кристалле, интенсивность сцинтилляции и соответственно число фотоэлектронов будут больше, а значит, время нарастания импульса

меньше. На рис. 3, *а* нижняя прямая изображает линию задержки, верхняя пунктирная прямая — уровень дискриминации, определяемый, например, потенциалом запирания диода. Импульсы *1* и *2* происходят от частиц одинаковой энергии, поэтому после ограничения по амплитуде формирующими пентодами (см. схему в работе [7]) и ограничения по времени формирующим кабелем они имеют одинаковую амплитуду и крутизну. Очевидно, что при наложении импульсов потенциал достигает величины уровня дискриминации в средней точке линии задержки.

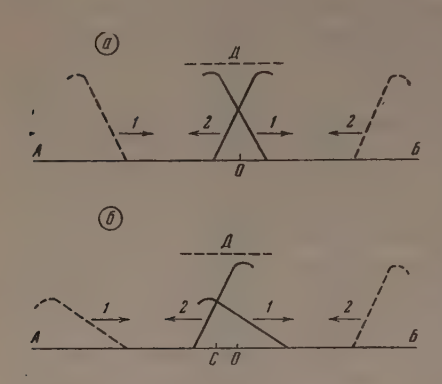


Рис. 3. Влияние крутизны фронтов импульсов на распределение совпадений вдоль линии задержки: *а* — совпадение между импульсами с фронтами одинаковой крутизны (*А*, *Б* — концы линии задержки, *О* — центральная точка линии, *Д* — уровень дискриминации; совпадение происходит в центральной точке линии); *б* — совпадение между импульсами с фронтами различной крутизны. Импульс, идущий от точки *А*, возник от частицы с малой энергией; импульс, идущий от точки *Б*,— от частицы с большой энергией. Совпадение происходит в точке *С*, смещенной относительно центра линии

Иначе обстоит дело, когда оба совпадающих импульса возникают от частиц различных энергий. На рис. 3, *б* импульс, поступающий на левый конец линии задержки, происходит от частицы малой энергии, а поступающий на правый — от частицы большой энергии. После ограничительных пентодов импульсы имели одинаковую амплитуду, а после формирования короткозамкнутым кабелем ширина у них оказалась одинаковой, но амплитуды и крутизна разные. Ясно, что в этом случае при наложении импульсов потенциал достигнет величины уровня дискриминации не в средней точке линии задержки, а несколько ближе к тому ее концу, на который поступил импульс от частицы с меньшей энергией.

Очевидно, что вся конфигурация кривой разрешения, зависящая от всевозможных сочетаний энергий обеих совпадающих частиц, определяется не только средней энергией частиц обоих сортов, но и всей формой энергетических спектров частиц.

Для того чтобы исключить влияние различия энергетических спектров частиц на результаты измерения времен жизни уровней методом задержанных совпадений, отбираются совпадения частиц только в более или менее узких, энергетически эквивалентных интервалах. Это можно делать либо при помощи амплитудных анализаторов импульсов, либо при помощи магнитных спектрометров (Белл и др. [6]). Иногда достаточно просто ограничить спектр с большей максимальной энергией. В случае, когда спектры обеих частиц не отличаются столь резко (как, например, в рассмотренном случае Au^{198}) или когда измеряемое время весьма велико, можно и вовсе не производить отбора по амплитудам. Следует учитывать влияние указанных факторов на точность измерений.

В некоторых случаях измерение совпадений с энергетически эквивалентными интервалами практически затруднительно, ибо может оказаться, что загрузка одного из каналов при этом невелика и число совпадений мало. Такая ситуация имеет место, например, при измерении совпадений электронов конверсии, энергия которых обычно мала (~100 keV) с электронами β-спектра с большой граничной энергией (1—2 MeV). Интервал энергии в области электронов конверсии будет соответствовать начальной малоинтенсивной части β-спектра. В таких случаях необходимо пользоваться сравнением кривой задержанных совпадений с кривой «быстрых» совпаде-

ний, снятых в одних и тех же амплитудных интервалах. Амплитудные интервалы при этом следует выбирать не по принципу энергетической эквивалентности, а по максимуму счета совпадений.

3. Результаты измерений времен жизни уровней

Исследование распада изотопов Eu^{152} и Eu^{154}. На рис. 4 представлены схемы распада долгоживущих изотопов Eu^{152} и Eu^{154}, согласно последним данным Слэттери, Лу и Виденбека [17]. Оба изотопа находились в смеси примерно в равном содержании. Исследовались времена жизни первых уровней Sm^{152} с энергией 122, Gd^{152} с энергией 344 и Gd^{154} с энергией 123 keV. В нашей быстродействующей схеме совпадений использовались кристаллы стильбена, вследствие чего разделение γ-линий возможно было

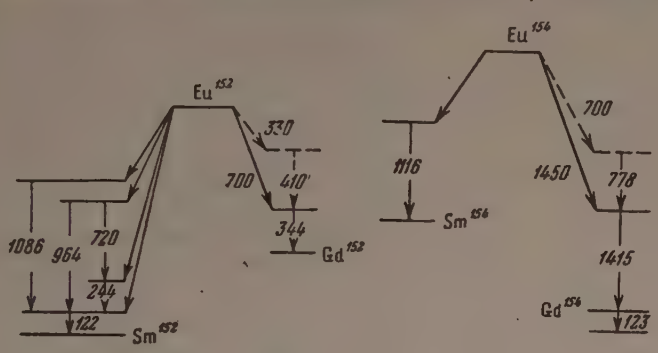


Рис. 4. Схемы распада Eu^{152} и Eu^{154}

только по комптоновскому распределению (фотоэффект для малых атомных номеров углерода и водорода практически не играл роли). Регистрация переходов 122 и 123 keV производилась по электронам конверсии. При исследовании времени жизни первого уровня Sm^{152} измерялись e—γ-совпадения. При этом электроны конверсии попадали только на кристалл, помещенный с открытой стороны источника. На пути ко второму кристаллу помещался алюминиевый фильтр, поглощавший все β-частицы. В такой позиции возможны совпадения электронов конверсии от переходов 122, 123 и 240 keV с γ-лучами, а также β-частиц с γ-лучами и γ—γ-совпадения. Обозначим эти совпадения так:

$$e_{122}-\gamma,\; e_{123}-\gamma,\; e_{240}-\gamma,\; \beta-\gamma,\; \gamma-\gamma. \tag{1}$$

Если алюминиевой фольгой слева от источника поглотить электроны конверсии от переходов 122 и 123 keV, то останутся совпадения

$$e_{240}-\gamma,\; \beta-\gamma,\; \gamma-\gamma. \tag{2}$$

Разность чисел совпадений, полученных в двух указанных позициях, представит почти только совпадения типов

$$e_{122}-\gamma,\; e_{123}-\gamma. \tag{3}$$

Спектрометрические исследования, выполненные Б. В. Бобыкиным в ФТИ на спектрометре с двойной фокусировкой, показали, что отношение интенсивностей K-пиков переходов 122 и 123 keV равно 2,5, а отношение интенсивностей K-пиков переходов 122 и 240 keV равно ∼15. Эффективность регистрации γ-лучей, находящихся в каскаде с переходом 122 keV и имеющих энергии 1084, 964, 720 и 240 keV (особенно последних), должна быть больше, чем для γ-лучей с энергией 1415 keV и находящихся в каскаде с переходом 123 keV.

Если учесть указанные два обстоятельства, а также тот решающий факт что энергетические интервалы, выбранные для обоих каналов соответство вали области электронов конверсии и, следовательно, регистрировалась лишь ничтожная часть электронов комптоновского распределения дл γ-лучей 1415 keV, станет очевидным, что практически указанная разност (3) сводится к интересующим нас совпадениям типа $e_{122}-\gamma$.

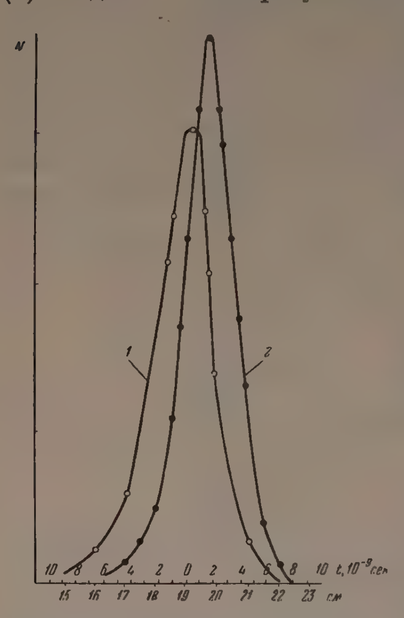


Рис. 5. Определение времени жизни уровня 122 keV Sm^{152}: *1* — $e-\gamma$-совпадения для перехода $Eu^{152} \rightarrow Sm^{152}$, *2* — «быстрые» совпадения для перехода $Co^{60} \rightarrow Ni^{60}$

При выбранных интервалах энерги возможные совпадения электронов ко версии с рентгеновыми лучами также н регистрировались.

Полученная кривая совпадений изоб ражена на рис. 5 вместе с кривой заве домо быстрых совпадений для переход $Co^{60} \rightarrow Ni^{60}$, снятой для тех же энергетиче ских интервалов. Обе кривые снормирован к одной площади. Время жизни обои уровней Ni^{60}, по данным работы [16 менее 10^{-11} сек. В данном случае определе ние времени жизни уровня по экспоне циальному спаду кривой, как это был сделано, например, для уровня Та со временем жизни 10^{-8} сек [7], не обосн вано, ибо оно не превосходит времени ра решения схемы совпадений. Для таки случаев можно применить метод Бея [4 сводящийся к определению смещения цен ра тяжести кривой задержанных совпад ний по сравнению с кривой «быстрых» со падений

$$\theta = \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} F(t)\,dt}{I} - \frac{\int\limits_{-\infty}^{\infty} P(t)\,dt}{I}, \quad (4$$

где θ — среднее время жизни уровня, t — введенная задержка, $F(t)$ — кри вая задержанных совпадений, $P(t)$ — кривая «быстрых» совпадений и

$$I = \int\limits_{-\infty}^{\infty} F(t)\,dt = \int\limits_{-\infty}^{\infty} P(t)\,dt. \quad (5$$

Графическое интегрирование дает для периода полураспада

$$T = \ln 2 \cdot \theta = 1{,}31 \cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Искомое время жизни можно вычислить также по методу Ньютона [5

$$\theta = \frac{1}{\lambda} = \frac{\int\limits_{A}^{B} [F(t) - P(t)]\,dt}{F(A) - F(B)}, \quad ($$

где A и B — два, вообще говоря, произвольных значения абсцисс которые следует выбирать в области перекрытия кривых, лучше там, г статистическая точность определения кривых достаточно хороша. Числ тель представляет часть площади, заключенной между двумя кривым в интервале времен задержки $t = A$ и $t = B$, а знаменатель — разнос ординат для границ выбранного интервала. Функции $F(t)$ и $P(t)$ пре полагаются удовлетворяющими условию (5). Период полураспада, опр деленный этим способом, оказался равным $1{,}29 \cdot 10^{-9}$ сек. Среднее зн

ие $T = 1{,}3\cdot 10^{-9}$ сек. Это значение несколько меньше полученного аботе Саньяра [18]:

$$T = 1{,}4\cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Из экспериментального значения периода полураспада можно опреде- ь радиационный период T_γ из соотношения

$$T_\gamma = T(1+\alpha), \tag{7}$$

α — полный коэффициент конверсии. При $\alpha = 1{,}27$ [18] это дает

$$T_\gamma = 3\cdot 10^{-9} \text{ сек.}$$

Для измерения времени жизни уровня Gd^{152} с энергией 344 keV сле- т зафильтровать, с одной стороны, все β-частицы (для регистрации учей), с другой—электроны конверсии (переходов 122, 123, 240 keV) регистрации β-лучей. Из схемы распада (рис. 4) видно, что при этом можны совпадения β—γ для β-спектров с E_{max}= 700 keV и E_{max}= 450 keV и γ—γ-совпадения. Интервалы энергии выбраны так, чтобы ко превалировали совпадения мягкого β-спектра, γ—γ-совпадения авляли не более нескольких процентов. Кривые сняты при указанном ие и при обратном расположении фильтров β-частиц и электронов кон- сии, но при неизменных амплитудных интервалах. Центры тяжести их кривых практически совпали, не дав уловимого смещения. Исходя очности наших измерений, можно оценить верхнюю границу периода ураспада исследуемого уровня:

$$T < 10^{-10} \text{ сек.}$$

β-Спектр с граничной энергией 700 keV измерялся по методу совпадений сдвоенных спектрометрах в работах [19, 17]. Оценка времени жизни вня с E = 344 keV сделана впервые.

В обеих упомянутых работах [19, 17], в которых измерялись совпаде- типа $\beta_{700}e_{340}$, не обнаружено совпадений электронов конверсии для keV перехода с β-частицами. В обеих работах схема совпадений имела решающую способность $\tau = 3$—$4\cdot 10^{-7}$ сек или $2\tau = 6$—$8\cdot 10^{-7}$ сек. оры работы [17] делают вывод, что время жизни второго возбужден- уровня, на который идет β-распад с E_{max}= 1450 keV, больше 10^{-6} сек. аших измерениях, однако, обнаружены совпадения электронов конвер- для перехода 120 keV с жесткими β-частицами, энергия которых ше 700 keV. β-Спектр с $E_{гр}$ = 700 keV полностью поглощался алюми- вым фильтром, поставленным перед одним из кристаллов. Другой кри- л был открыт для всех излучений. В этом положении возможны сов- ения следующих типов:

$$—\beta_{жест},\ e_{122}—\gamma,\ e_{123}—\gamma,\ \gamma_{123}—\beta_{жест},\ e_{240}—\gamma,\ \beta_{700}—\gamma,\ \beta_{жест}—\gamma,$$
$$\gamma—\gamma,\ e_{122}—X,\ e_{123}—X.$$

Далее мы увеличивали толщину алюминиевого фильтра до значения, ходимого для поглощения β-лучей с энергией 1450 keV. На интенсив- и γ-лучей это должно было сказаться очень мало (~4%). В этом поло- ии возможны такие совпадения:

$$—\gamma,\ e_{123}—\gamma,\ e_{240}—\gamma,\ \beta_{700}—\gamma,\ \beta_{жест}—\gamma,\ \gamma—\gamma,\ e_{122}—X,\ e_{125}—X.$$

Разность чисел совпадений для двух позиций, составляющая 25—30%, идно, должна быть отнесена за счет совпадений e_{123}—$\beta_{жест}$, γ_{123}—$\beta_{жест}$, рые связаны с интересующим нас уровнем 123 keV.

Отсутствие таких совпадений в работах [11, 17], возможно, сле объяснить малой интенсивностью жесткого β-спектра, который на ф случайных совпадений не мог быть обнаружен. Ввиду недостаточной решающей способности схемы совпадений и малой геометрической фективности регистрации совпадений фон в этих работах должен б большим. По-видимому, совпадения этого типа наблюдались в работе С яра [18]. Период полураспада для возбуженного уровня с энергией 123 оказался равным $1{,}1 \cdot 10^{-9}$ сек (среднее из определений методами Бе Ньютона) и близким к значению $1{,}2 \cdot 10^{-9}$ сек, полученному Санья [18]. Для радиационного периода получаем $T_\gamma = 2{,}7 \cdot 10^{-9}$ сек. Вр жизни второго возбужденного уровня, по-видимому, меньше 10^{-10}

Er^{166}. На рис. 6 приведены результаты измерений для уровня E

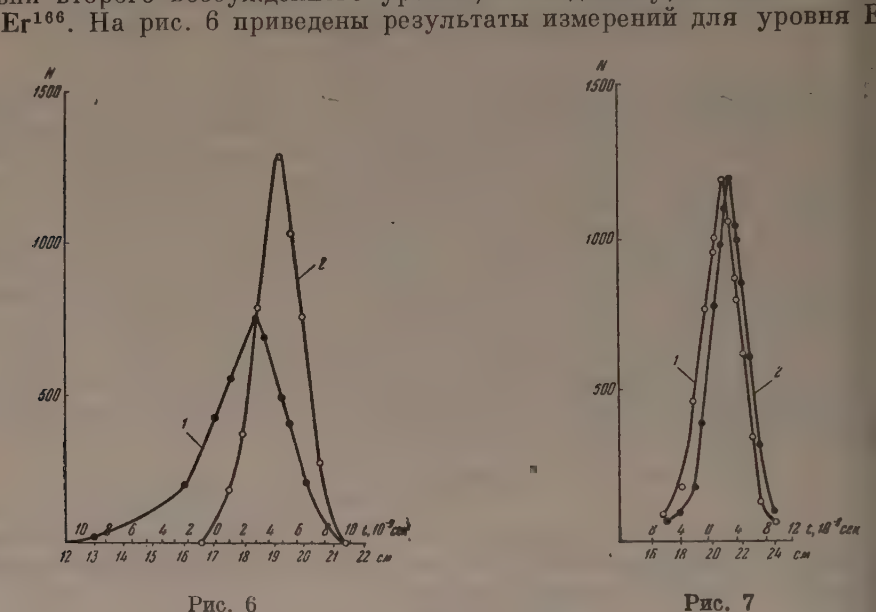


Рис. 6

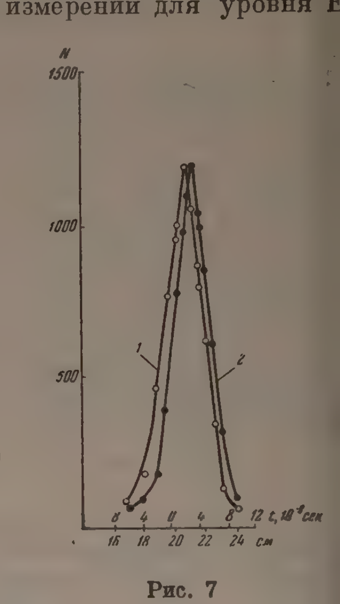


Рис. 7

Рис. 6. Определение времени жизни уровня 81 keV Er^{166}: *1* — *e*—β-совпадения дл рехода $Ho^{166} \to Er^{166}$, *2* — «быстрые» совпадения для перехода $Co^{60} \to Ni^{60}$

Рис. 7. Определение времени жизни уровня 113 keV Hf^{177}: *1* — *e*—β-совпадения перехода $Lu^{177} \to Hf^{177}$, *2* — β—*e*-совпадения для того же перехода

с $E = 81$ keV, полученные регистрацией совпадений электронов кон сии для этого перехода с β-спектром Ho^{166} с $E = 1{,}76$ MeV. Ввиду что в амплитудном интервале, регистрирующем электроны конвер оказывается очень мало электронов β-спектра с такой граничной энерг в этом случае при измерении совпадений не удается удовлетворить прин эквивалентности энергий обоих типов совпадающих излучений. Ампли ный интервал для канала, регистрирующего β-лучи, выбран из усл максимального счета совпадений. Измерение времени производи сравнением с кривой быстрых совпадений, снятой для перехода $Co^{60} \to$ в тех же амплитудных интервалах. Среднее значение периода п распада, полученное обработкой методами Бея и Ньютона, оказа равным $T = 2 \cdot 10^{-9}$ сек (в работе [18] получено $T = 1{,}7 \cdot 10^{-9}$ сек), дает для радиационного периода $T_\gamma = 1{,}8 \cdot 10^{-8}$ сек.

Hf^{177}. Рис. 7 иллюстрирует случай уровня Hf^{177} с $E = 113$ keV личающийся тем, что для определения малого времени жизни уровня менен метод «самосравнения»: исследовались кривые *e*—β-совпаден β—*e*-совпадений и определялась величина смещения центров тяж двух кривых, которая дает значение периода полураспада $T = (4$ $\pm 0{,}6) \cdot 10^{-10}$ сек. Радиационный период $T_\gamma = 1{,}6 \cdot 10^{-9}$ сек. Ввиду лости измеряемой величины она определялась как средняя из резул

многократных измерений при разных условиях. В работе Саньяра для этого уровня дана верхняя граница периода полураспада 5·10^{-10} сек.

r^{141}. Кроме рассмотренных случаев, относящихся к переходам типа исследован также случай магнитного дипольного перехода с $E =$ 46 keV в ядре Pr^{141}, образующемся при распаде ядра Ce^{141}. Это слу- простой схемы распада с одним возбужденным уровнем. Исследуемое я оказалось легко измеримым. Период полураспада $T = 2\cdot 10^{-9}$ сек. боте Де-Ваарда [20], полученной после того, как наши измерения были нчены, приводится значение $T = 1{,}9\cdot 10^{-9}$ сек.

адиационный период полураспада, полученный из нашего результата, = 2,8·10^{-9} сек.

4. Анализ результатов измерений

бласть редкоземельных ядер характерна большими значениями квад- льных моментов. Хорошо известным является тот факт [2, 19], вероятности квадрупольных переходов в ядрах этой группы оказы- тся бо́льшими на два порядка по сравнению с теми оценками, которые тся формулами Вайскопфа [21] и Мошковского [22] для одночастич- переходов.

бобщенная модель ядра [2, 23] рассматривает ядро как систему, торой движение отдельных нуклонов связано с коллективным движе- всего ядра. Сферически симметричную форму имеют лишь ядра с за- енными протонной или нейтронной оболочками. Нуклоны, находя- я вне заполненной оболочки, взаимодействуя с нуклонами остова, де- ируют ядро. В то же время характер движения этих нуклонов также няется в силу изменения среднего поля деформированного остова, тором они движутся.

овышенная вероятность переходов типа $E2$ у таких ядер прямо свя- с большой их деформацией и соответственно большим электрическим рупольным моментом. Для сильно деформированных ядер характер- и являются вращательные состояния. Энергия вращательных уровней о-четных ядер, согласно [2], дается выражением

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \tag{8}$$

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$, J — эффективный момент инерции ядра относительно оси, ендикулярной к оси симметрии, I — спин ядра в данном состоянии. этом значения спина соседних вращательных состояний отличаются зе единицы.

ероятность электрических квадрупольных переходов для вращатель- состояний с разностью энергий ΔE равна

$$\lambda(E2) = \frac{4\pi}{75}\cdot\frac{1}{\hbar}\cdot\left(\frac{\Delta E}{\hbar c}\right)^5 B(E2), \tag{9}$$

$B(E2)$ — приведенная вероятность перехода, не зависящая от ΔE. четно-четных ядер при переходе $I+2 \to I$:

$$B(E2) = \frac{15}{32\pi} e^2 Q_0^2 \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)}. \tag{10}$$

десь Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра, характеризующий рмацию ядра и измеренный в системе координат, связанной с ядром. авен

$$Q_0 = \frac{4}{5} Z R_0^2 \frac{\Delta R}{R_0}, \tag{11}$$

где Z — порядковый номер элемента, ΔR — разность между больш
малой полуосями, $R_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$см — средний радиус ядра. Получе
из опыта значение среднего времени жизни уровня (величина, обра
вероятности перехода) дает возможность, пользуясь приведенными в
формулами (9), (10) и (11), определить параметр деформации ядра
и внутренний квадрупольный момент Q_0 для четно-четных ядер S
Gd^{154}, Er^{166}. Для случая ядра Hf^{177} эти формулы не применимы.
ядер с нечетным A энергии вращательных состояний даются выражен

$$E = \frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1) - I_0(I_0+1)\right],$$

где I_0 — спин основного состояния. При этом, если проекция Ω-мом
количества движения на ось симметрии ядра не равна половине,
ядра может принимать значения I_0, I_0+1, $I_0+2, \ldots$ Приведенная
роятность перехода типа $E2$ во вращательном спектре при измен
спина на единицу равна [2]:

$$B(E2) = \frac{15}{16\pi} e^2 Q_0^2 \frac{\Omega^2 (I+1-\Omega)(I+1+\Omega)}{I(I+1)(2I+3)(I+2)},$$

где проекция момента количества движения $\Omega = I_0$.

Вращательный спектр четно-четных ядер обнаруживается как по
чению энергии, которая для первого уровня лежит в области 100
так и по отношению энергий второго (если он имеется) и первого уро
которое, как это видно из формулы (8), равно $\frac{E_2}{E_1} = 3{,}33$ (спин осно
состояния четно-четных ядер равен нулю). Кроме того, вращател
(и вообще коллективные) уровни в отличие от одночастичных возбужда
кулоновским полем при бомбардировке тяжелыми заряженными части
(протонами, α-частицами, многозарядными ионами).

Таблиц

Сводные данные для исследованных уровней

Символ ядра	F_γ, keV	Тип перехода	$T_{набл}$, сек	$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$	T_γ	$T_{теор}$	$F = \frac{T_{теор}}{T_\gamma}$	$\frac{\Delta R}{R_0}$	Q_0
Pr^{141}_{59}	146	M 1	$2 \cdot 10^{-9}$	0,42	$2{,}8 \cdot 10^{-9}$	$7{,}2 \cdot 10^{-12}$	$2{,}6 \cdot 10^{3}$	—	
Sm^{152}_{62}	122	E 2	$1{,}3 \cdot 10^{-9}$	1,27	$3 \cdot 10^{-9}$	$4{,}3 \cdot 10^{-7}$	140	0,29	5
Gd^{152}_{64}	344	E 2	$<10^{-10}$	—	$<10^{-10}$	$2{,}5 \cdot 10^{-12}$	—	—	
Gd^{154}_{64}	123	E 2	$1{,}1 \cdot 10^{-9}$	1,42	$2{,}7 \cdot 10^{-9}$	$4{,}1 \cdot 10^{-7}$	150	0,29	[illegible]
Er^{166}_{68}	81	E 2	$2 \cdot 10^{-9}$	8,1	$1{,}8 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-6}$	160	0,29	[illegible]
Hf^{177}_{72}	113	E 2	$4{,}2 \cdot 10^{-10}$	2,7	$1{,}6 \cdot 10^{-9}$	$5{,}3 \cdot 10^{-7}$	330	0,31	8

В табл. 2 сведены полученные данные для исследованных ядер: в
вом столбце указан символ ядра, во втором — энергия первого ур
в третьем — тип перехода, известный по данным о коэффициентах
версии; в четвертом — наблюденное значение периода полураспада со
ния; в пятом — принятое значение коэффициента конверсии (по да
работы [18]); в шестом — радиационный период полураспада; в седьм
период полураспада, вычисленный по формуле Вайскопфа; в восьм
фактор F, представляющий отношение наблюденной и вычисленн
формуле Вайскопфа вероятностей перехода; в девятом — параметр д
мации $\Delta R/R_0$; в десятом — внутренний квадрупольный момент Q_0

ядра Gd^{152}, для которого установлен верхний предел времени жизни, ние уровни принадлежат, вероятно, к колебательному спектру [24]; ледует из отношения энергий двух первых возбужденных уровней, коле близко к двум, и из величины энергии [344 keV].

ля ядра Hf^{177} спин основного состояния был измерен в 1956 г. Спеи Дженкинсом [25] и оказался равным 7/2. Это дает возможность, зная я жизни, при помощи формул (9), (10) и (11) найти внутренний квадльный момент Q_0 и параметр деформации $\Delta R/R_0$.

работе Теммера и Хейденбурга [26] по кулоновскому возбуждению из сечения квадрупольного возбуждения уровня ядра Hf^{177} с энер- 113 keV определена приведенная вероятность квадрупольного перез основного состояния в рассматриваемое состояние. Оказалось, $B_{if}(E2) = 2{,}8$. Пользуясь соотношением между приведенными вероятями прямого и обратного переходов,

$$B(i \to f) = B(f \to i)\,\frac{2I_f+1}{2I_i+1}, \tag{14}$$

I_i и I_f — спины основного и возбужденного состояний, а также форму- (9) и зная время жизни состояния, мы можем найти эту же величину. ашим данным, $B_{if}(E2) = 2{,}6$, в хорошем согласии с результатом Теми Хейденбурга.

работе Мармьера и Боема [27], в которой выполнены прецизионные рения энергии γ-лучей Hf^{177}, для двух первых возбужденных уровдаются значения 112,97 и 249,59 keV соответственно.

оспользовавшись формулой (12), из спина основного состояния $I_0=$ 2 и энергии первого уровня для константы расщепления, получим

$$\frac{\hbar^2}{2J} = 12{,}56 \text{ keV}.$$

рименив эту же формулу ко второму уровню (249,69 keV), находим, пин второго возбужденного состояния должен равняться 11/2. Прямой ход из второго возбужденного состояния в основное должен поэтому переходом типа $E2$, а не $M1$, как это указано в работе Мармьера и а.

ак как оба первых уровня ядра Hf^{177} возбуждаются кулоновским по- применение формулы (12) для вращательных состояний представся обоснованным и последовательность спинов 7/2, 9/2, 11/2 для основи двух возбужденных уровней кажется весьма вероятной (у Мара и Боема принята последовательность 1/2, 5/2, 3/2).

о всех исследованных случаях для переходов типа $E2$ между нижними ательными состояниями времена жизни уровней оказались в 140— раз меньше оценок, даваемых одночастичной формулой Вайскопфа. ения параметров деформации для исследованных ядер оказались жими к 0,3. Внутренний квадрупольный момент возрастает от 0^{-24} см у Sm^{152} до $8{,}2\cdot10^{-24}$ см^2 у Hf^{177}.

дро Pr^{141} имеет заполненную нейтронную оболочку ($N = 82$) и должеть сферически симметричную форму. Уровень с энергией $E = 146$ keV новским полем не возбуждается [26] и имеет одночастичную природу. шение коэффициентов конверсии на K- и L-оболочках, по данным ты [28], равно 6,4, что наиболее близко к теоретическому значению а [29] 7,7 для перехода $M1$. Если учесть, что в работе [28] линии L, M не разрешены и авторы фактически получают отношение

$$\frac{\alpha_k}{\alpha_L + \alpha_M + \alpha_N},$$

спериментальное отношение α_K/α_L будет еще ближе к теоретическому агнитных дипольных переходов. Тот факт, что рассматриваемый пе-

реход является почти чистым переходом типа $M1$, вытекает также из с
тов по угловому распределению γ-лучей ориентированных ядер Pr^{141},
полненных Амблером, Хадсоном и Теммером [30].

Из модели оболочек и из измеренного значения спина основного сост
ния ($I_0 = 5/2$) следует, что переход происходит между уровнями g
$d_{5/2}$. В отличие от рассмотренных выше случаев переходов типа $E2$ ме
вращательными состояниями в случае магнитного дипольного перех
в ядре Pr^{141} время жизни уровня оказалось в 380 раз бо́льшим вычислен
по формуле Вайскопфа.

Грэхем и Белл [31] исследовали подобные замедленные магнит
дипольные переходы. Они объяснили понижение вероятности перех
запретом по орбитальному квантовому числу l (теоретически запре
ные переходы). В случае ядра Pr^{141} с заполненной оболочкой чис
является хорошим квантовым числом, и такой запрет, вероятно, и
место. Следует, однако, отметить, что среди исследованных в работе
хема и Белла случаев имелись и такие переходы, при которых орбит
ное квантовое число l не изменялось (например, переходы $p_{3/2} \to p_{1/2}$
Hg^{199} и $p_{1/2} \to p_{3/2}$ для Fe^{57}). Тем не менее, и для них наблюденная вер
ность переходов оказалась малой. Это говорит о том, что кроме l-запр
по-видимому, действуют и другие факторы, уменьшающие вероятность
нитных переходов. Таким фактором является магнитный момент, наве
ный в остове ядра при одночастичном магнитном переходе.

Ленинградский физико-технический
институт Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Слив Л., ЖЭТФ, **21**, 770 (1951).
2. Bohr A., Mottelson B., Kong. Danske Vidensk. Selsk., Mat.-fys. M
27, N 16 (1953). Сб. «Проблемы современной физики», обобщенная модель я
№ 9, статья вторая (1955).
3. Van Name F., Phys. Rev., **75**, 100 (1949).
4. Bay Z., Phys. Rev., **77**, 419 (1950).
5. Newton T., Phys. Rev., **78**, 490 (1950).
6. Bell R., Graham R., Petch H., Canad. J. Phys., **30**, 35 (1952).
7. Берлович Э., Изв. АН СССР, Серия физич., **19**, 343 (1955).
8. Madansky L., Wiedenbeck M., Phys. Rev., **72**, 185 (1947).
9. Meyer K., Baldinger E., Huber P., Helv. Phys. Acta, **23**, 517 (1
10. Jastram P., Konneker W., Kleland M., Phys. Rev., **79**, 243 (1
11. MacIntyre W., Phys. Rev., **76**, 312 (1949).
12. Bell R., Petch H., Phys. Rev., **76**, 1409 (1949).
13. Bell R., Graham R., Phys. Rev., **78**, 490 (1949).
14. Deutsch M., Wright W., Phys. Rev., **77**, 139 (1950).
15. Moon P., Proc. Phys. Soc. (London), **A64**, 76 (1951).
16. Bay Z., Henry V., McLernon F., Phys. Rev., **97**, 561 (1955).
17. Slattary R., Lu D., Wiedenbeck M., Phys. Rev., **96**, 465 (1954)
18. Sunyar A., Phys. Rev., **98**, 653 (1955).
19. Шавтвалов Л., ЖЭТФ, **21**, 1123 (1951).
20. De Waard H., Gerholm I., Physica, XXI, 599 (1955).
21. Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика —ИЛ, Мо
1954.
22. Moszkowsky S., Phys. Rev., **89**, 1071 (1951).
23. Hill D., Wheeler J., Phys. Rev., **89**, 1102 (1953).
24. Scharff-Goldhaber G., Weneser J., Phys. Rev., **98**, 212 (195
25. Speck D., Jenkins F., Phys. Rev., **101**, 1831 (1956).
26. Heydenberg N., Temmer G., Phys. Rev., **100**, 150 (1955).
27. Marmier P., Boehm F., Phys. Rev., **97**, 103 (1955).
28. Jones J., Iensen E., Phys. Rev., **97**, 1031 (1955).
29. Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy, Ed K. Siegbahn, ch. XIV (1955).
30. Amblier E., Hudson R., Temmer G., Phys. Rev., **97**, 1212 (1
31. Graham R., Bell R., Canad. J. Phys., **31**, 377 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

x, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

В. А. КОРОЛЕВ, Л. А. КУЛЬЧИЦКИЙ и А. И. ЖЕРНОВОЙ

УГЛОВАЯ $\alpha-\gamma$-КОРРЕЛЯЦИЯ ThC″(Tl^{208}_{81})

Введение

Iредыдущие измерения угловой α—γ-корреляции ThC—ThC″, прове-ные в нашей лаборатории [1], не дали удовлетворительных результа-так как не выделялись отдельные группы α-частиц, а применение газо-лненных счетчиков не позволило получить хорошей статистики.

ил [2] измерил угловую α—γ-корреляцию для перехода на первый ужденный уровень ThC″. Найденная им угловая зависимость,

$$W(\theta) = 1 - (0{,}022 \pm 0{,}05) \cos^2 \theta,$$

вокупности с другими данными, полученными из изучения распада ыдущего и последующего ядер, позволила приписать соответствую- уровням следующие значе-угловых моментов и четно-

1⁺ или 2⁺, 4⁺, 5⁺.

Iами произведено изучение вой α—γ-корреляции при ходах на второй и четвер-возбужденные уровни ядра ″ (рис. 1). Интенсивность ходов на эти уровни состав- 1,8 и 1,1%. Небольшая нсивность переходов и на-е в спектре источника ак-ого осадка тория большого а γ-линий также от ThB и ThD затрудняют проведение опытов по измерению интересующих угловых корреляций и требуют хорошего разделения линий α-частиц γ-квантов.

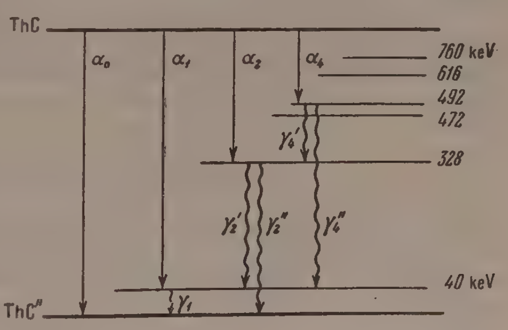


Рис. 1. Схема уровней ядра ThC″ (Tl^{208}_{81}) (указаны наиболее интенсивные переходы)

Методика измерений

Схема опытов приведена на рис. 2. Магнитный спектрометр, выделяю- отдельные группы α-частиц, дает возможность получать линии с отно-льной полушириной ~ 0,5% при светосиле около $8 \cdot 10^{-4}$ полного сного угла; α-частицы регистрировались сцинтилляционным счетчи-с кристаллом антрацена толщиной ~ 50 μ и фотоумножителем ФЭУ-19; анты регистрировались сцинтилляционным счетчиком с кристаллом — Tl.

Кристалл γ-счетчика и ФЭУ-19 экранировались от магнитного поля трометра при помощи тройного железного кожуха. Никакого изме-ия скорости счета γ-квантов при включении магнитного поля не на-далось.

Источник активного осадка тория наносился с одной стороны алю-
ниевой фольги размером 10 × 1 × 0,007 мм. Импульсы с анодов фото-
ножителей после формирующих каскадов поступали на быструю сх
совпадений типа Росси на германиевых диодах [3]. Разрешающее вр
схемы совпадений было $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ сек. Переменная линия задержки по
ляла скомпенсировать время пролета α-частиц в спектрометре и разли

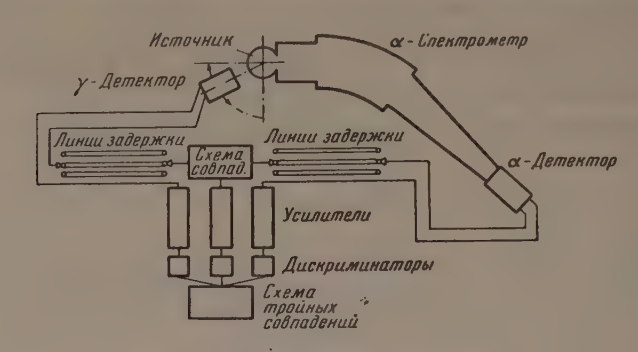


Рис. 2. Блок-схема установки

во времени прохождения импульсов через ФЭУ-19. Импульсы с пер
динодов ФЭУ-19 и с быстрой схемы совпадений усиливались усилител
с полосой ~3 MHz и коэффициентом усиления около 1000, а затем по
дискриминаторов поступали на тройную схему совпадений с разрешаю
временем $\sim 10^{-6}$ сек.

Такая схема быстро-медленных совпадений позволяла удобно уста
ливать уровни дискриминации в каждом из каналов и считать совпаде
в соответствии с уровнем дискриминации в каждом из каналов и в соотв
ствии со счетом загрузок в отдельных каналах.

Измерения и результаты измерений

Измерения производились путем сравнения числа истинных совп
ний под различными углами с числом совпадений под углом 180°. С
совпадений производился за интервалы времени, соответствующие о
деленному количеству зарегистрированных α-частиц (8—25 мин), и м
гократно повторялся в прямом и обратном направлениях, чтобы иск
чить поправку на распад и возможные колебания в работе радиосхем

Фон случайных совпадений для группы α_2 был примерно равен чи
истинных совпадений (при средней скорости счета 3 истинных совпаде
в минуту), а для α_4 в 1,5 раза больше. Фон измерялся при изменении
нитного поля в спектрометре, так чтобы регистрировались α-частицы ос
ной группы.

Общее число истинных совпадений при каждом из углов для $\alpha_2 - \gamma$-
реляции составляло в среднем около 6000 и для $\alpha_4 - \gamma$ — около 4000. Вв
лись поправки на конечные размеры телесных углов и на эксцентрично
источника (около 1%). Результаты приводились к единице телесного у

Через полученные точки по методу наименьших квадратов проводил
кривые типа

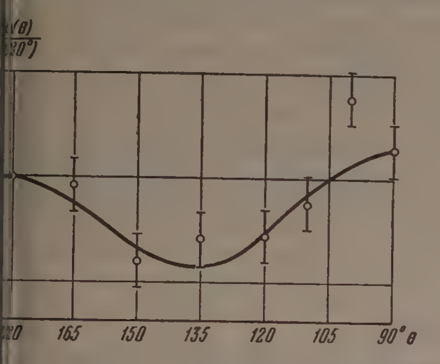
$$W(\theta) = 1 + AP_2(\cos\theta) + BP_4(\cos\theta),$$

где $P_n(\cos\theta)$ — полином Лежандра n-ного порядка.

Экспериментально найдены следующие угловые распределения (р
и 4): $W_{\text{эксп}}(\theta) = 1 - (0{,}063 \pm 0{,}017)\, P_2(\cos\theta) + (0{,}105 \pm 0{,}021)\, P_4$(c
для корреляции $\alpha_2 - \gamma$ и $W_{\text{эксп}}(\theta) = 1 - (0{,}083 \pm 0{,}016)\, P_2(\cos\theta)$ для
реляции $\alpha_4 - \gamma$.

Интерпретация результатов

Экспериментальные корреляционные кривые сравнивались с кривыми, рсчитанными по теоретическим формулам [4] для различных комбинай моментов уровней, мультипольности γ-излучений и орбитальных монтов α-частиц. Для исходного ядра было испробовано два значения мента: 1^+ и 2^+. Для перехода $\alpha_2 - \gamma$ конечное состояние имеет моменты и 5^+ (при переходе на первый возбужденный и на основной уровни), для $\alpha_4 - \gamma$ одно значение 4^+ (переход на основной уровень малоинтенный, а на второй возбужденный — задискриминирован).



3. Угловая корреляция при пере- $\alpha_2 - \gamma$ (кривая построена методом наименьших квадратов)

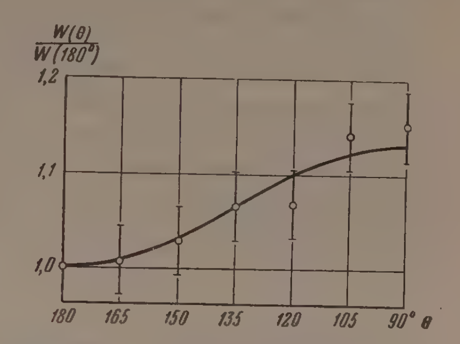


Рис. 4. Угловая корреляция при переходе $\alpha_4 - \gamma$ (кривая построена методом наименьших квадратов)

При проверке комбинации моментов $2^+ \rightarrow J \rightarrow 4^+$ (для $\alpha_4 - \gamma$) не было ено теоретической функции, близкой к экспериментальной. Из компции $1^+ \rightarrow J \rightarrow 4^+$ близко подходит к экспериментальной функция $(\theta) = 1 - 0{,}124\, P_2\ (\cos\theta)$, соответствующая моментам $1^+ \rightarrow 3^- \rightarrow 4^+$, ем γ-излучение должно быть электрическим дипольным $[E(1)]$. Расение примерно на 30% может быть объяснено тем, что корреля- уменьшается под воздействием поля электронной оболочки атома.

роме того, можно получить точное совпадение экспериментальных льтатов с теорией для комбинации угловых моментов $1^+ \rightarrow 3^+ \rightarrow 4^+$, ем для α-частиц возможна интерференция переходов с моментами 2 γ-излучение должно быть в этом случае

$$M(1) + 0{,}001\, E(2) \text{ с разностью фаз } 180°.$$

нтерпретация экспериментальных результатов в случае $\alpha_2 - \gamma$ осложя тем, что снятие возбуждения происходит двумя путями: $J \begin{smallmatrix} \nearrow 4^+ \\ \searrow 5^+ \end{smallmatrix}$. Расчет для $J = 3^+$ дает почти точное совпадение теоретичефункции с экспериментальной, если предположить, что: 1) отношентенсивности электрического квадрупольного излучения к интенсти магнитного дипольного для перехода на первый возбужденный нь равно 8 с разностью фаз 180°; 2) отношение интенсивности учения с моментом 4 к интенсивности α-излучения с моментом 2 ляет от 0,1 до 0,01 с различными фазами. При этом отношение инзностей переходов, вычисленное из известных коэффициентов кони, равно 0,34. При этих предположениях

$$W_{\text{теор}}(\theta) = 1 - 0{,}063\, P_2(\cos\theta) + 0{,}090\, P_4(\cos\theta).$$

Для момента $J = 5^+$ при предположении, что в переходе $J \rightarrow 4^+$ γ лучение состоит из смеси $M(1)$ и $E(2)$ в соотношении $\delta^2 = 10$ с разнос фаз 180°, а в переходе $J \rightarrow 5^+$ оно чисто квадрупольное, теоретичес функция имеет вид:

$$W_{\text{теор}}(\theta) = 1 - 0{,}212\, P_2(\cos\theta) + 0{,}280\, P_4(\cos\theta).$$

При этом отношение интенсивности излучения при переходе J - к интенсивности перехода $J \rightarrow 4^+$, вычисленное из известных коэ циентов конверсии, составляет 0,331. Несовпадение с экспериментал функцией, как и в случае $\alpha_4 - \gamma$, может быть вызвано снятием ко ляции. Однако значение момента 5^+ сомнительно из следующих сос жений. Из экспериментальной функции корреляции для $\alpha_4 - \gamma$ излуч γ_4'' (рис. 1) определяется как дипольное. При моментах же второго и вертого возбужденных уровней 5^+ и $3^\pm$ излучение γ_4' может быть то $M(2)$ или $E(2)$. Но тогда интенсивность излучения γ_4' была бы гор меньше, чем интенсивность γ_4'', а из рассмотрения интенсивностей кон сионных электронов для этих линий следует, что интенсивность меньше, чем γ_4''.

Выводы

Исходя из сказанного выше, можно сделать следующие заключе

Из двух возможных значений (1^+ или 2^+) момента основного состо ThC (Bi^{212}_{83}) следует выбрать величину 1^+.

Наиболее вероятное значение момента второго возбужденного ур ThC'' (Tl^{208}_{81}) — 3^+, а γ-излучение в основном $E(2)$ с небольшой прим $M(1)$. О моменте четвертого возбужденного уровня можно сказать л что он имеет значение 3, но о его четности пока нельзя сделать значного вывода. В этом случае γ-излучение может быть $M(1)$ или

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Кульчицкий Л., ДАН СССР, 73, 1153 (1950).
2. Weale J., Proc. Phys. Soc., 68, 35 (1955).
3. DeBenedetti S., Riching H., R. S. I., 23, 37 (1952).
4. Biedenharn L., Rose M., Rev. Mod. Phys., 25, 729 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Б. А. БОЧАГОВ, А. А. ВОРОБЬЕВ и А. П. КОМАР

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ В КАЧЕСТВЕ α-СПЕКТРОМЕТРА

Устройство и работа камеры

Принцип работы импульсной ионизационной камеры с электронным со- ...анием хорошо известен. Использованная нами камера состояла из трех ...ктродов (рис. 1): высоковольтного *1*, сетки *2* и собирающего электрода ...Источник α-частиц помещался на высоковольтном электроде. Если про- ...α-частицы укладывается в объеме между высоковольтным электродом ...ткой, то при этом образуется $N = E/W$ пар ионов, где E — кинетиче- ...я энергия α-частицы, W — средняя энергия, ...щая на образование одной пары ионов.

Потенциалы на высоковольтном электроде и ...ке устанавливаются при условии: 1) предот- ...щения рекомбинации ионов, 2) обеспечения про- ...дения электронов сквозь сетку.

Под действием электрического поля электро- ...движутся к собирающему электроду и через ...оторое время t_1 (~1 мксек) все собираются на ... Положительные ионы при этом останутся ...ктически на месте, так как их подвижность ...ти в 1000 раз меньше, чем у электронов. Импульс на собирающем ...троде обусловлен движением электронов, так как от действия заря- ...положительных ионов собирающий электрод заэкранирован сеткой, ...ому амплитуда импульса на собирающем электроде равна

Рис. 1. Схематическое устройство камеры

$$V_1 = -\frac{Ne}{C_1},$$

...е e — заряд электрона, C_1 — емкость собирающего электрода относи- ...но земли.

Наоборот, амплитуда V_2 импульса на высоковольтном электроде опре- ...ется положительными ионами. Можно показать, что

$$V_2 = \frac{Ne}{C_2}\left(1 - \frac{X}{d}\cos\varphi\right),$$

...d — расстояние между высоковольтным электродом и сеткой; X — центр ...сти ионов по треку:

$$X = \frac{\int\limits_0^R r\rho(r)\,dr}{\int\limits_0^R \rho(r)\,dr}$$

... — плотность ионов по треку); φ — угол между направлением вылета ...тицы и нормалью к электродам; C_2 — емкость высоковольтного элек- ...а относительно земли.

7*

Импульс на сетке определяется совместным действием заряда п жительных ионов и электронов. Проведенный расчет показал, что пульс на сетке сначала возрастает до некоторой отрицательной велич V_3, затем уменьшается, меняет знак и ко времени t_1 становится рав

$$V_4 = \frac{Ne}{C_3} \cdot \frac{X}{d} \cos \varphi.$$

Для α-частиц V_3 с хорошей степенью точности ($\sim 1\%$) дается фо лой:

$$V_3 = -\frac{Ne}{C_3}\left(1 - \frac{R}{d}\cos\varphi\right),$$

где R — пробег α-частицы, C_3 — емкость сетки относительно земли.

Итак, импульс V_1 на собирающем электроде определяется кинет ской энергией E α-частицы, а импульсы V_2, V_3 и V_4 зависят как о так и от $\cos\varphi$.

Одновременное измерение V_1 и одного из импульсов V_2, V_3 или дает энергию E α-частицы и угол между направлением вылета α-части нормалью к поверхности электродов. Этим можно воспользоваться для шения ряда физических задач и, в частности, задач α-спектроскопи

Использование прибора для измерения энергии α-частиц

Из изложенного видно, что, используя импульс с собирающего эл рода, можно измерять энергию E α-частиц *. Рассмотрим возмож источники ошибок в определении E и оценим разрешающую способн прибора. Разрешающая способность характеризуется полушириной л α-спектра, которая связана с δ (среднее квадратичное отклонение в чины V_1) соотношением: полуширина равна 2,35 δ.

А. Среднее квадратичное отклонение числа пар ионов δ_1

Эта ошибка, связанная с флюктуацией числа пар ионов, образо ных ионизующей частицей, носит принципиальный характер. Она суща всем ионизационным методам. Точных данных относительно в чины δ_1 пока еще не существует. В настоящее время принято считать что

$$\delta_1 = \sqrt{0{,}3 \cdot N},$$

где N — число образованных пар ионов. Это дает для случая иониз аргона α-частицами с энергией в 5 MeV $\delta_1 = 6{,}6$ keV (что соответствует п ширине, равной 16 keV).

Б. Среднее квадратичное отклонение δ_2, обусловленное шумом ламп предусилителя

Так как импульсы, возникающие на собирающем электроде, мал величине (~ 1 mV), то необходимо их усиливать. При этом существе становится шум первых каскадов усилителя.

В зарубежной литературе опубликован ряд работ [5, 6], посвяще конструированию предусилителей с низким шумом. Лучшие резуль получены в [5], где $\delta_2 = 10$ keV (полуширина 23,5 keV).

Нам удалось снизить δ_2 до 7,7 keV (это соответствует полуши равной 18 keV).

---

* Этот метод довольно широко используется для измерения кинетической эн как α-частиц, так и осколков деления. См., например, [1—3].

В. Среднее квадратичное отклонение δ_3, обусловленное потерями в источнике

α-Частицы, эмиттируемые нижними слоями источника, теряют часть [эне]ргии в слое и притом тем бо́льшую, чем под бо́льшим углом к нормали [он]и вылетают. Чтобы сделать эту ошибку минимальной, нужно регистри[ро]вать лишь частицы, вылетающие под небольшим углом к нормали. Для [исп]ользуемого нами источника $\delta_3 = 2$ keV (полуширина равна 5 keV).

Суммируя по закону квадратов все указанные ошибки, получаем

$$\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2} = 10{,}5 \text{ keV}$$

[(чт]о соответствует полуширине, равной 25 keV).

Итак, проведенная оценка показывает, что если при измерении не вно[ся]тся каких-либо дополнительных аппаратурных погрешностей, то полу[ши]рина линии α-спектра должна быть равна 25 keV.

Светосила прибора

Если не вводить коллимацию, то камера регистрирует около 50% эмит[ти]руемых α-частиц. Однако, как уже указывалось, для улучшения раз[реш]ающей способности необходимо коллимировать источник α-частиц. [До] сих пор это делалось единственным способом — при помощи механиче[ск]ого коллиматора. Однако такой коллиматор обладает по крайней мере [дву]мя существенными недостатками: 1) не полностью используется площадь [ис]точника, что значительно снижает светосилу; 2) часть ионов, образован-

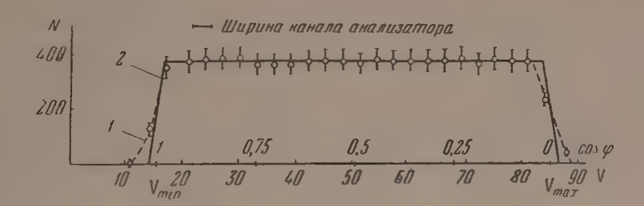


Рис. 2. Дифференциальное распределение отрицательных импульсов с сетки для α-частиц ThC′ ($E_\alpha = 8{,}8$ MeV): *1* — экспериментальная кривая, *2* — расчетная кривая с учетом ширины канала

[ны]х в отверстиях коллиматора, не попадает на собирающий электрод, что [ух]удшает разрешающую способность.

Используя возможность одновременного измерения угла вылета и энер[гии] α-частицы, можно ввести коллимацию без помощи механического кол[лим]атора.

Можно показать, что в случае изотропного распределения α-частиц [как]ой-либо энергии дифференциальное распределение, например импуль[сов] V_3, по амплитудам будет таким, как показано на рис. 2, где по оси [аб]сцисс отложена величина амплитуды импульсов V_3 в вольтах, а по оси [ор]динат — число импульсов данной амплитуды. По оси абсцисс отложена [та]кже величина cos φ; cos φ и V_3 связаны между собой линейно. Импульсам [с м]инимальной амплитудой V_{min} соответствуют α-частицы, вылетевшие пер[пен]дикулярно к поверхности электродов, а импульсам с максимальной [амп]литудой V_{max} соответствуют α-частицы, вылетевшие параллельно поверх[нос]ти электродов. Отсюда видно, что коллимацию можно ввести, регист[ри]руя импульсы V_1 на совпадения с импульсами V_0, лежащими в интер[вал]е $V_{min} < V_3 < V_0 \leqslant V_{max}$. Ясно, что, меняя величину V_0, можно про[изв]ольно менять степень коллимации.

Вместо V_3 могут быть использованы также импульсы V_2 или V_4. П
таком методе коллимации светосила снижается не более, чем в три-четы
раза и составляет 10—15%. Интересно сопоставить эти данные с данны
магнитного спектрометра. Светосила лучших магнитных спектромет
$\sim 0{,}02\%$. Однако в большинстве случаев эффективность спектромет
определяется не светосилой, а величиной $\Phi = IS$ (трансмиссией), где I
светосила прибора, S — площадь источника.

В магнитных спектрометрах обычно $S \approx 0{,}1$ см². В ионизационной
камере площадь источника принципиально ничем не ограничена (нап
мер, нами использован источник площадью в 75 см²).

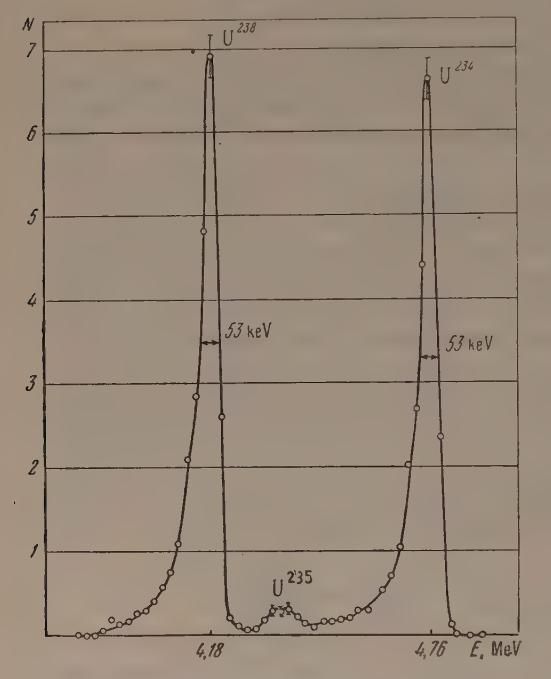


Рис. 3. Спектр естественной смеси изотопов урана, полученный без коллимации

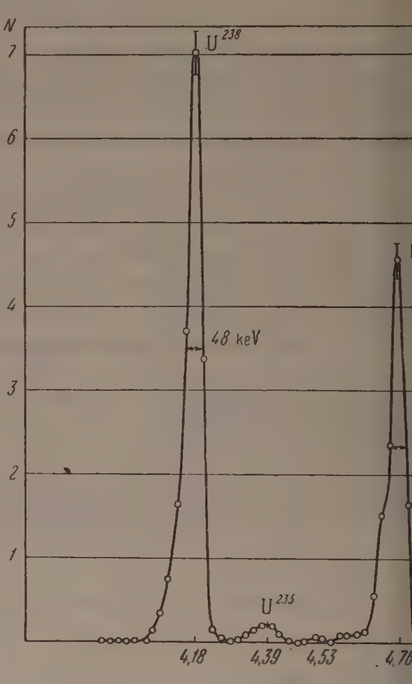


Рис. 4. Спектр естественной смеси
топов урана; ширина канала 24 k

Отсюда видно, что трансмиссия в ионизационной камере на пять-ше
порядков выше, чем у магнитного спектрометра, что позволяет изуч
α-спектры элементов с большим периодом полураспада (малые интенсив
сти), таких как U^{238}, Th^{232}. При этом разрешающая способность кам
лишь в три-четыре раза меньше, чем у магнитного спектрометра.

Еще одним преимуществом ионизационной камеры является возм
ность использования многоканального амплитудного анализатора,
позволяет снимать все точки спектра одновременно и в одних и тех
условиях. Это важно при изучении спектров α-излучателей с очень ма
периодом полураспада (минуты, секунды и даже миллисекунды).

Таким образом, импульсная ионизационная камера может быть
пользована для изучения спектров α-излучателей с широким перио
полураспада.

На рис. 3 приведен спектр естественной смеси изотопов урана, сня
без коллимации. На получение спектра затрачено 8 мин.

На рис. 4 показано, как применение коллимации описанным выше м
дом улучшает форму спектра. Скорость счета при этом снижена л
в три раза. Следует отметить, что истинные относительные интенсивно
линий на этом рисунке не переданы, так как степень коллимации
U^{234} установлена большей, чем для U^{238}. Из сравнения спектров на ри

видно, что с введением коллимации резко сокращается хвост со сто-
ны малых энергий, благодаря чему стало возможным выделение вто-
группы α-частиц U^{235}. На рис. 5 показана линия U^{234}, полученная
х же условиях, что и спектр, изображенный
рис. 4, но с меньшей шириной канала.

Как видно из рис. 5, полуширина линии
на 35 keV. Это отличие от ожидаемой вели-
ы 25 keV мы относим за счет нестабильности
ейфного осциллографа, используемого для
литудного анализа, а таже за счет недос-
очно хорошей экранировки сеткой.

Однако существует и принципиальная при-
а, не позволившая выделить тонкую струк-
у. Дело в том, что часть группы α-частиц с
ьшей энергией сопровождается электронами
версии, производящими дополнительную
изацию в объеме камеры. Поэтому импуль-
соответствующие таким α-частицам, получа-
я бо̀льшими, чем для остальных α-частиц той
группы.

Чтобы избавиться от электронов конвер-
, мы предполагаем поместить камеру в
тоянное магнитное поле. Тогда электроны
версии будут возвращаться полем на ис-
ник, не прозводя заметной ионизации в объеме камеры.

Мы думаем, что в такой установке станет возможным изучение ротацион-
уровней α-излучателей.

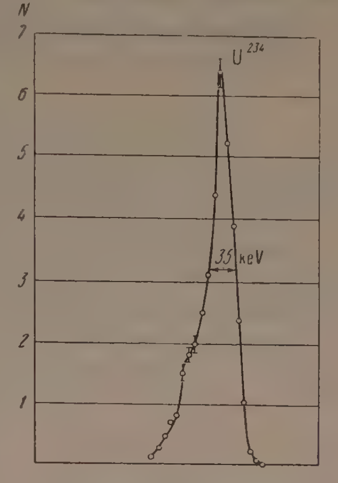


Рис. 5. Спектр U^{234}; ширина канала 8 keV

Использование прибора для изучения α — γ-корреляций

Поскольку камера позволяет измерять одновременно энергию α-ча-
цы и угол вылета, то естественно использовать ее для изучения α—γ-
реляций. Для этого необходимо снимать дифференциальное распределе-
одного из импульсов V_2, V_3 или V_4 на совпадения с импульсами от
нтилляционного счетчика, регистрирующего γ-кванты, вылетающие
пендикулярно к поверхности электродов. Впервые подобным методом
γ-корреляция изучалась Валладасором и др. [7]. Авторы использовали
хэлектродную камеру; поэтому их метод пригоден в случае, когда имеет-
лишь одна группа α-частиц.

Однако обычно одновременно присутствует несколько групп α-частиц.
делить одну из них можно, вводя совпадения с импульсами V_1, соот-
ствующими этой группе. На рис. 2 показано дифференциальное распре-
ение импульсов с сетки V_3 на совпадения с V_1, соответствующими энер-
$E = 8{,}8$ MeV α-частиц ThC′.

На рис. 2 видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на
четную кривую (в данном случае распределение α-частиц изотропное).
грешность измерения $\cos\varphi$ не больше чем 3%.

Еще раз приведем сравнение с магнитным спектрометром. Как при
ерении энергии α-частиц, так и при изучении угловой корреляции
ективность ионизационной камеры может быть на четыре-пять по-
ков выше, чем у магнитного спектрометра. Не уступая последнему
очности измерения угловых распределений, камера не требует такой
жной техники, как быстрые схемы совпадений, стабилизация поля
. п.

Все это говорит о том, что использование импульсной ионизационной
еры вместо магнитного спектрометра для изучения α—γ-корреляций
чительно сократит время, затрачиваемое на измерения, и, кроме того,

позволит изучать корреляции для таких элементов, где до сих пор это бі невозможно.

Авторы выражают глубокую благодарность С. Н. Николаеву за п ные советы и помощь при конструировании и наладке радиоаппарату

Ленинградский физико-технический
институт Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Fower J. L., Rosen L., Phys. Rev., 72, 926 (1947).
2. Wahl I. S., Phys Rev., 95, 126 (1954).
3. Баранов С., Шлягин К., Сессия АН СССР по мирному использо нию атомной энергии, стр. 251, 1955.
4. Fano U., Phys. Rev., 70, 44 (1946).
5. Engelkemeir D., Magnusson L., Rev. Sci. Instr., 26, 295 (1955).
6. Buneman O., Granshaw T., Harvey J., Can. J. Res., 27, A, 191 (19
7. Valladas G., Teilac I., Falk-Vairant P., Benoist P., J. Phys., 16, 125 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

И. А. КОНДУРОВ, Л. И. РУСИНОВ и В. Б. ЧЕРНЯЕВ

ССЛЕДОВАНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ ИЗОМЕРОВ Y^{88*} и Pb^{206*}

В настоящее время известно относительно небольшое число ядерных зомеров с периодами полураспада в интервале $10^{-5}\div10^{-1}$ сек.

При определении коротких времен жизни ($T<10^{-4}$ сек) используется етод запаздывающих совпадений. Это метод применим только при исслеивании изомерных состояний, получающихся в результате β- или α-расда, и не является эффективным в интересующей нас области времен -за большого фона случайных совпадений.

Для изучения короткоживущих изомеров в последнее время начал рименяться метод импульсных источников излучений. В сочетании с вренными и амплитудными анализаторами данный метод дает большие вознности для исследования метастабильных состояний в области времен изни 10^{-5}—10^{-1} сек.

Следует отметить в связи с работой [1], что переходы в случае изомев с указанными периодами полураспада должны быть или квадрупольими с малыми энергиями возбуждения (десятки килоэлектронвольт), и октупольными с относительно большими энергиями (выше 0,5 MeV). ким образом, можно предположить, что изомеры со средними энергиями збуждения должны иметь времена жизни вне указанной области. Кроме то, при электрических квадрупольных переходах наличие коллективх вращательных уровней [2] приводит к уменьшению времени жизни омеров (меньше 10^{-5} сек); при октупольных же переходах время жизни омеров (больше 10^{-1} сек) может увеличиваться из-за деформации ядер. едует также отметить, что наблюдаемые времена жизни для квадрупольх переходов с малыми энергиями возбуждения могут оказаться меньими интересующих нас времен вследствие больших коэффициентов внутнней конверсии.

Относительно малое число изомеров в интервале $10^{-5}\div10^{-1}$ сек, таким разом, может быть обусловлено не только методическими трудностями, и, возможно, связано со свойствами атомных ядер.

В связи с этим представляет интерес исследование ядерных изомеров периодами полураспада в указанном интервале времен.

Аппаратура

В данной работе по исследованию короткоживущих изомеров в качесе импульсного источника γ-излучения использовался синхротрон ЛФТИ 100 MeV с частотой повторения 50 Hz и эффективной шириной импульс тормозного излучения, равной 15 мксек. Импульсы γ-квантов облучали шень, содержащую исследуемый элемент. Регистратором наведенной ктивности служил кристалл NaJ—Tl с фотоумножителем типа ФЭУ-19. еньшение наведенной активности в исследуемой мишени измерялось и помощи многоканального временного селектора. γ-Спектр изучаех изомеров исследовался амплитудным анализатором.

Блок-схема установки представлена на рис. 1. Импульс с выхода ЭУ-19 *1* после предварительного усиления *2* через 75-метровый кабель дается на линейный усилитель *3*, имеющий время нарастания сигнала

0,1 мксек и коэффициент усиления 40. Дальнейшее двустороннее огр ничение и формирование импульса, необходимое для остальных элеме тов схемы, производится в дифференциальном амплитудном анализаторе Как в случае снятия энергетических γ-спектров, так и при определен периодов полураспада ядер из всех импульсов, поступающих из усил теля 3, выбирается исследуемый участок спектра.

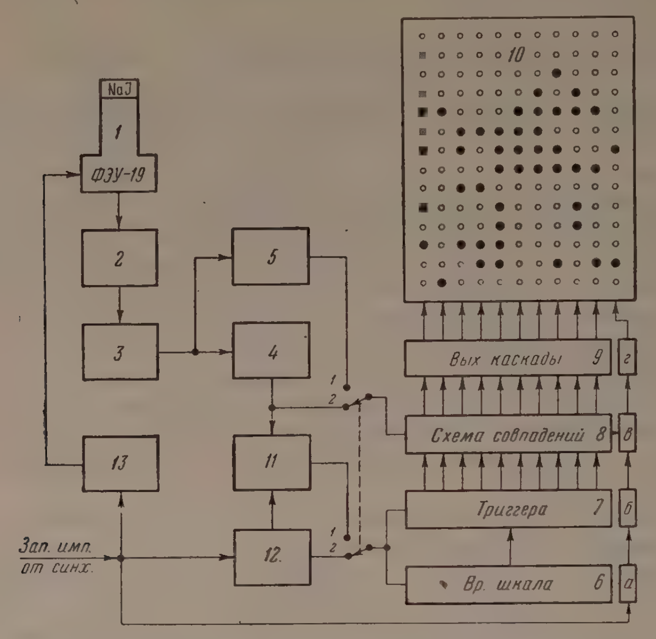


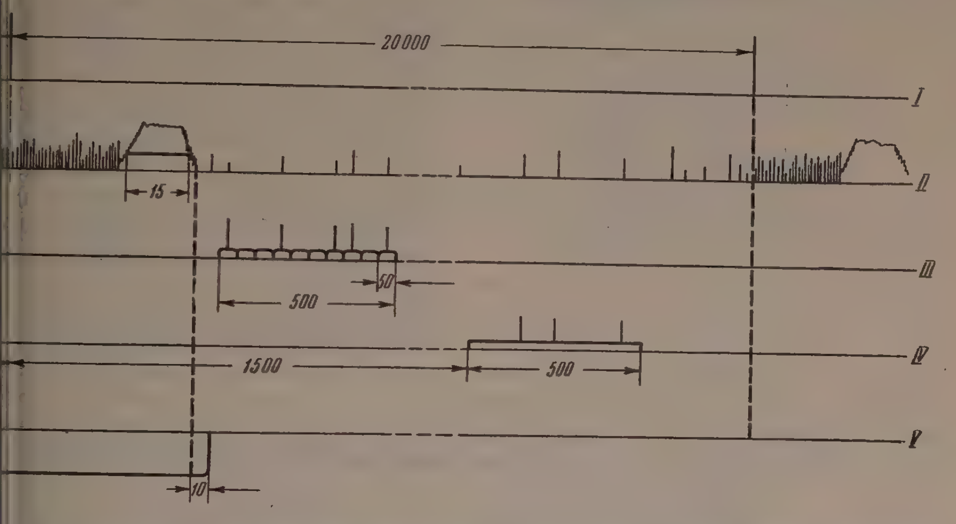
Рис. 1. Блок-схема установки: *1* — регистратор γ-излучения: кристалл NaJ—Tl и ФЭУ-19М, *2* — предварительный усилитель, *3*— усилитель, *4* — одноканальный дискриминатор, *5* — блок преобразования амплитуды во время, *6* — генератор импульсов временных интервалов, *7* — блок прямоугольных «канальных» импульсов, *8*—схема совпадений сигнала и «канальных» импульсов, *9* — схема формирования регистрируемых импульсов, *10* —информационное устройство, *11* — импульсное устройство, определяющее рабочую часть периода, *12* — генератор переменной задержки, *13* — схема для модуляции ФЭУ-19М

Когда производилось исследование γ-спектра, выбранная облас амплитуд делилась на 10 частей соответственно десяти основным канал временного селектора. При такой работе прибора (переключатель на бл схеме в положении *1*) блок *5* производит преобразование величины пульса во время, которое измеряется временным селектором *6—10*. Д этого импульс от блока *4* через блокирующее устройство *11* запуска «временную» шкалу *6* и одновременно первый триггер (ламповое р с двумя устойчивыми состояниями) цепочки *7* из десяти триггеров, создается последовательность равных интервалов времени. Совпаде в блоке *8* задержанного (пропорционально величине измеряемого сигна импульса из блока *5* с одним из этих интервалов создаст импульс ре страции в соответствующем канале блока *9*.

При измерении периодов полураспада ядер взаимодействие элемен устройства изменяется. В этом случае (переключатель в положении каналы временно́го селектора и «временна́я шкала» *6* запускаются от схе *12* сигналом, задержанным на любое время по отношению к импул γ-излучения синхротрона. На схему совпадений *8* теперь поступают пульсы от блока *4*, соответствующие исследуемой части энергетическ

ектра. Схема блокировки *11* позволяет выбирать импульсы для ампли-дной селекции в течение определенного отрезка времени. Этот рабо-й интервал времени может быть расположен в любой части периода пульсов синхротрона. С целью ликвидации перегрузки усилителей во емя импульса фотоумножитель запирается прямоугольным сигналом 150 V от модулятора *13*. Последний запускается подобно генератору держки *12*.

Для измерения фона от долгоживущих активностей служит контрольный нал — *а*, *б*, *в*, *г*, длительность и место расположения которого на времен-й шкале могут быть установлены в соответствии с требованиями опыта. ок информации 10 состоит из 11 идентичных бинарных накопителей на ратронах МТХ-90 с емкостью каждого канала 16 383 импульса. Основ-е параметры прибора следующие: амплитудный анализатор линеен очностью ± 2% до 90 V. Скорость счета 2000 периодических импульсов



с. 2. Временное распределение импульсов в различных точках схемы временно́го ализатора при измерении периодов полураспада: *I* — запускающие импульсы от хротрона, *II* — пучок γ-лучей и импульсы от усилителя без модуляции У, *III* — на схеме совпадений, *IV* — на контрольном канале, *V* — модуляция ФЭУ

екунду. Минимальная ширина канала 2 V. Ширина канала временно́го ектора может быть установлена ступенчато: 5, 10, 16, 20, 30,) мксек. Неопределенность во времени, связанная с изменением эффек-ной ширины канала, не превышает 0,1 мксек. На рис. 2 приведен при-) распределения импульсов, характеризующий взаимодействие основ-х узлов устройства *.

Методика и результаты измерений

При проведении исследований кристалл и фотоумножитель окружа-ь слоем свинца толщиной 200 мм и располагались на расстоянии 1,5 м мишени ускорителя. Между ними находилась свинцовая стена толщи-200 мм. Пучок γ-лучей дважды коллимировался свинцовыми коллима-ами: на расстоянии 1,0 м от ФЭУ, диаметром 40 мм, толщиной 100 мм и осредственно около свинцовой защиты — диаметром 30 мм и той же щины. Первый коллиматор и свинцовая защита покрывались слоями афина и бора. Облучаемая мишень помещалась в пучок γ-лучей син-трона под углом 45° (рис. 3).

* Подробные материалы по этой части работы будут переданы в печать.

Причинами, влияющими на энергетическое разрешение изучаем γ-спектров и на точность в определении периодов полураспада ядер, в ших опытах служит значительный фон от посторонних реакций (захват медленных нейтронов, реакци γ—γ', γ—n, γ—2n и т. д.) и не средственное влияние γ-импул синхротрона на детектор. После нее обстоятельство приводит «мертвому времени» около 30 50 мксек после γ-импульса. Мо но предположить, что это связа с реакцией ФЭУ-19 на электри ский сигнал от блока *13* (см. рис. которым он модулируется с цел устранения перегрузки регистр рующей системы в момент си хротронного γ-импульса. Кро этого, рассеянные γ-кванты пуч создают фосфоресценцию криста ла, которая спадает с двумя пост янными времени: 100—200 мкс и более 1000 мксек. Первое в буждение имеет большую пл ность импульсов фосфоресценц что приводит к дополнительн ошибкам при измерениях. Ос бить влияние фосфоресценц можно или снижением интенсивности излучения синхротрона или уме шением толщины исследуемой мишени, что увеличивает относительн уровень фона. Фон от посторонних реакций в наших измерениях соста лял значительный процент регистрируемых импульсов и спадал с период полураспада около 200 мксек.

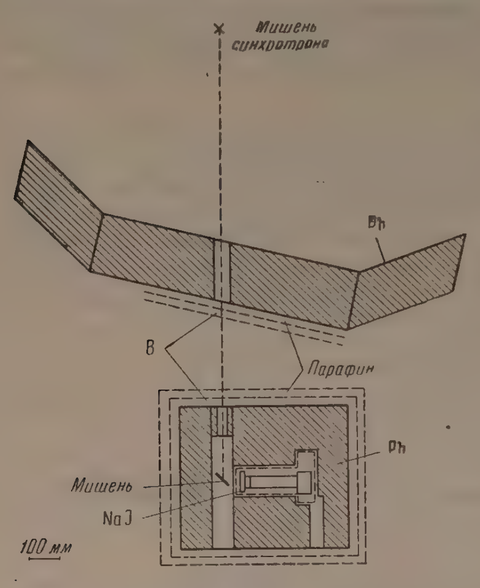


Рис. 3. Схема опыта при облучении на синхротроне

Для калибровки сцинтилляционного спектрометра использовали γ-линии Hg^{203} — E_γ = 280 keV, Cs^{137} — E_γ = 661 keV и аннигиляционное излучение Cu^{62} (рис. 4). Замечено, что модуляция фотоумножителя несколько сдвигает максимум спектра в сторону малых энергий.

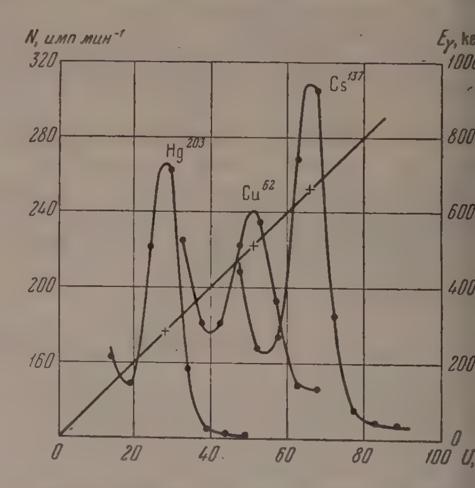


Рис. 4. Кривые градуировки сцинтил ционного γ-спектрометра

В качестве элементов для изучения короткоживущих изомеров нами были взяты иттрий и свинец.

Были проведены опыты по получению этих изомеров путем фотоядерных реакций; времена жизни метастабильных состояний измерялись при помощи временного анализатора.

Измерения периода полураспада Pb^{206*} проводились со свинцовой мишенью, которая облучалась на синхротроне при максимальной энергии тормозного γ-излучения 70 MeV.

В предварительных опытах наведенная активность измерялась сч чиком Г.— М., который окружался свинцовым цилиндром, толщина с нок которого 7 мм, и помещался в γ-пучок ускорителя. Значение пери полураспада свинца оказалось равным 140 ± 10 мксек.

Основным регистратором при измерении γ-активности служил кри-
галл NaJ—Tl с ФЭУ-19 М. При исследовании короткоживущих изомерных
остояний свинца в качестве мишени использовалась пластинка толщи-
ой 1,5 г $см^{-2}$.

Период полураспада Pb^{206*} измерялся в интервале энергий 200÷900 keV,
ак как, по данным работы [3], распад метастабильного состояния Pb^{206*}
энергией возбуждения 2,2 MeV сопровождается каскадными переходами
энергиями от 203 до 880 keV. В результате измерений при помощи вре-
енного селектора было получено значение периода полураспада метаста-
ильного состояния Pb^{206*}, $T_{1/2} = 145 \pm 10$ мксек (рис. 5), возникающего

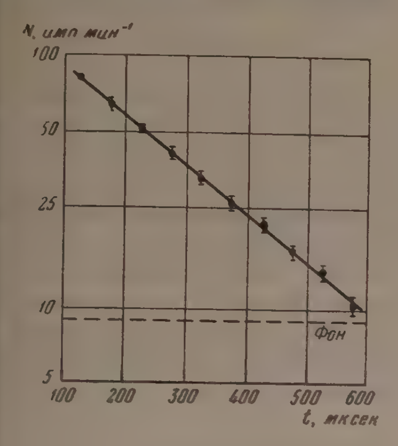


Рис. 5. Кривая распада Pb^{206*}

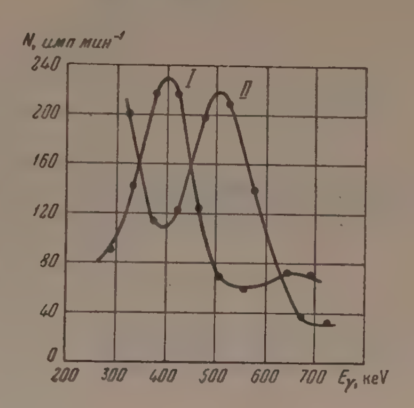


Рис. 6. Спектр: *I*—γ-излучения Y^{88*} и *II* — аннигиляционного излучения Cu^{62}

аиболее вероятно по реакции Pb^{207} $(\gamma n)Pb^{206*}$. Эта величина периода
олураспада совпадает с данными работы [3], где исследовался *K*-захват
^{206} ($T = 6{,}5$ дня) методом запаздывающих совпадений.

В исследовании иттрия мишенью служил азотнокислый иттрий тол-
иной 2,1 г $см^{-2}$. На рис. 6 приведен полученный нами γ-спектр Y^{88*}.
нергия γ-перехода оказалась равной 400 ± 30 keV.

Далее было измерено время жизни метастабильного состояния Y^{88*}
энергией возбуждения 400 keV, полученного в результате реакции
$^{89}(\gamma n)\,Y^{88*}$. Период полураспада оказался равным 280 ± 15 мксек
ис. 7). Для периода полураспада Y^{88*}, полученного в результате *K*-за-
ата Zr^{88} ($T = 85$ дней), в работе [4] приводится значение $T = 370 \pm$
30 мксек. Полученное нами значение периода полураспада Y^{88*} согла-
ется с данными работы [5].

На основании наших результатов и данных по конверсии [3, 4] сле-
ует считать, что переходы с метастабильного состояния Y^{88*} ($E_\gamma = 400$ keV)
Pb^{206*} ($E_\gamma = 500$ keV) являются электрическими октупольными. Отно-
ение времени жизни, полученного экспериментально с учетом коэффи-
ентов внутренней конверсии к времени жизни, вычисленному по фор-
улам [6], составляет: для ${}_{39}Y_{49}^{88*}$ — 0,2 и для ${}_{82}Pb_{124}^{206*}$ — 3,2.

Относительно небольшое отличие этих значений от единицы, по-види-
ому, обусловлено тем, что эти ядра имеют числа нуклонов, близкие
критическим.

Для оценки интегрального сечения образования метастабильного со-
ояния Y^{88*} было измерено отношение выходов реакций Y^{89} (γn) Y^{88*} и
^{63} (γn) Cu^{62} ($T_{1/2} = 10$ мин) по площадям фотопиков (400 keV для Y^{88*} и
0 keV для Cu^{62} (рис. 6) с учетом комптоновской части спектра. Изме-
ния для обоих элементов проводились в одинаковой геометрии. Как
казал расчет, более 90% позитронов распада Cu^{62} поглощаются в ми-

шени толщиной 2,7 г см$^{-2}$. Это позволило использовать аннигиляционн γ-излучение для определения выхода реакции Cu^{63} (γn) Cu^{62}. Отношен выходов N указанных реакций с учетом незначительного влияния по тронов Cu^{64} получилось равным

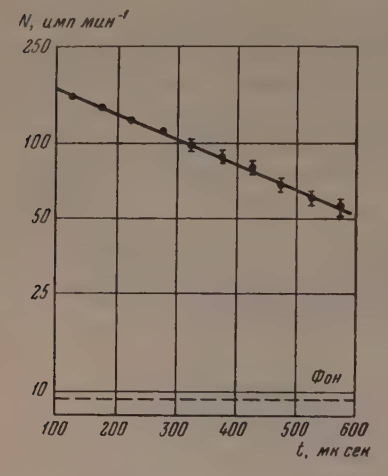


Рис. 7. Кривая распада Y^{88*}

$$\frac{N_Y}{N_{Cu}} = 0{,}8 \pm 0{,}1.$$

Для вычисления из полученного от шения интегрального сечения образован Y^{88*} необходимо знать ход зависимос

$$\sigma_Y = \sigma_Y(E),$$

где E — энергия γ-квантов тормозно излучения. Для оценки сечения мож принять, что функция $\sigma_Y = \sigma_Y(E)$ не отл чается существенно от таковой для мед Это подтверждается небольшим разброс значений порогов реакций и энергий, ответствующих максимальным сечени фотоядерных реакций в средней час периодической системы элементов [При этих предположениях оценка интегрального сечения образован метастабильного состояния иттрия по реакции Y^{89} (γn)Y^{88*} дает значен

$$\int \sigma_Y(E)\,dE = 0{,}5 \text{ MeV барн.}$$

Величина интегрального сечения образования Cu^{62} (0,66 MeV ба взята из работы [7].

Кроме того, проводились опыты по возбуждению метастабильных стояний в результате фотоядерных реакций со следующими элемента S, Ge, Ag, Sn. В пределах ошибок измерений наведенных активност в указанном интервале времени жизни обнаружить не удалось.

Авторы приносят благодарность А. П. Комару за обеспечение про дения исследований на синхротроне и Н. Н. Чернову с группой сотр ников за подготовку и настройку синхротрона для выполненных иссле ваний.

Ленинградский физико-технический
институт Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Мазец Е., Русинов Л., ДАН СССР, **101**, 253 (1955).
2. Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat. Fys. Medd., **27**, *16*, 3 (1953).
3. Alburger D., Pryce M., Phys. Rev., **95**, 1482 (1954).
4. Hyde, Florence, Larsh, Phys. Rev., **97**, 1255 (1955).
5. Vegors S., Axel P., Phys. Rev., **101**, 1067 (1956).
6. Moszkowsky S., Phys. Rev., **89**, 474 (1953).
7. Montalbetti R., Katz L., Goldemberg J., Phys. Rev., **91**, 659 (19

Материалы VIII Всесоюзной конференции по полупроводникам

(Ленинград, 15—21 ноября 1955 г.)

В Ленинграде с 14 по 20 ноября 1955 г. происходила VIII Всесоюзная конференция по полупроводникам, созванная по решению Комиссии по полупроводникам при Президиуме АН СССР.

В работе Конференции приняли участие специалисты из различных научно-исследовательских и учебных заведений Советского Союза, а также ряд ученых из стран народной демократии. Всего на Конференции было доложено 142 доклада, подавляющее большинство которых заслушивалось на секционных заседаниях.

Некоторая часть материалов Конференции уже опубликована в виде отдельных статей в «Журнале технической физики» и в «Докладах Академии наук СССР».

Основные доклады секции «Электрические и тепловые свойства полупроводников» помещены в настоящем номере «Известий АН СССР, Серия физическая». В первом и втором номерах этого журнала за 1957 г. будут опубликованы материалы секций: «Теория полупроводников», «Химия и металлургия полупроводников» и «Полупроводниковый катализ и поверхностные явления в полупроводниках». Наиболее важные материалы секций «Полупроводниковые электронные приборы», «Фотоэлектрические явления в полупроводниках» и «Магнитные свойства полупроводников» публикуются в восьмом и последующих номерах журнала «Радиотехника и электроника» за 1956 и 1957 гг.

Комиссия по полупроводникам
при Президиуме АН СССР

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В. Е. ЛАШКАРЕВ

ТЕРМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ И ОБЪЕМНЫХ УРОВНЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Введение

За последние годы опубликован ряд работ с описанием явлений, доказающих наличие у полупроводников поверхностных электронных состояй; эти доказательства были получены при исследовании таких явлений, к изменение проводимости полупроводников при адсорбции [1—3] под действием внешнего (поперечного) электрического поля [2—6], изиение работы выхода при адсорбции [1—3], влияние адсорбции на фотоводимость [7—10], влияние степени дисперсности полупроводника знаки концентрации темновых носителей тока [11, 12], влияние внешо поля на фото-э. д. с. [13—15].

Однако при значительном прогрессе в этой области остается слабо разботанным вопрос об энергетической топографии поверхностных уров, а также о влиянии на нее адсорбции.

Такое положение создавалось, как нам кажется, в первую очередь, вязи с тем, что вопросы равновесия электронов на поверхностных и ъемных уровнях не были обсуждены с необходимой полнотой. Опубли анная на эту тему работа Пикуса [16] касается частного случая одной ерхностной зоны.

В настоящей работе мы попытаемся в некоторой степени восполнить т пробел, рассмотрев более общую схему поверхностных состояний, зонных, так и локальных, ограниченную, однако, ради простоты кладок, предположением о том, что как поверхностные, так и объемные вни настолько слабо ионизированы, что степень их ионизации может ть найдена из распределения Больцмана.

Мы остановились на схеме поверхностных уровней, изображенной на . 1: полупроводник предполагается дырочным; $\mathfrak{N}_{\text{а}}$ — концентрация епторных поверхностных уровней, $\mathfrak{N}_{\text{д}}$ и $\mathfrak{N}_{\text{д}}'$ — концентрации донорных вней. Концентрации электронов на поверхностных акцепторных уров обозначены через N_-, вакансий — на донорных — соответственно N_+ N_+'. Энергетические высоты уровней отсчитываются от верха объем дырочной зоны и выражены в единицах kT. Рис. 1 соответствует ичию в объеме антизапорного слоя. Область объемного заряда заштриана. В глубине полупроводника объемный заряд равен нулю; W — потциал (в единицах kT), μ — расстояние от уровня Ферми до верха очной зоны в глубине полупроводника.

Расчеты концентраций $N_\pm$, которые мы проведем в дальнейшем, спраливы также для случая поверхностных зон. При наличии двух поверх-

ностных зон $U_а$ следует трактовать как высоту низа свободной зоны $U_д$ — как высоту верха заполненной зоны, при этом следует $\mathfrak{N}_а$ замени на B_-, а $\mathfrak{N}_д$ — на B_+, где

$$B_{\pm}=T_{\pm}\frac{2\pi m^{\pm}_{эф}kT}{h^2}.$$

Здесь $T_{\pm}$— весовой множитель ($T\geqslant 2$), $m^{\pm}_{эф}$ —эффективные массы своб ных электронов и дырок в поверхностных зонах, при этом N_+ и N_- окаж ся концентрациями свободных дырок электронов на поверхности. Локальн уровни $\mathfrak{N}'_д$ будут уровнями прилипан для поверхностных дырок. Можно, нечно, рассматривать и одну поверхно ную зону как частный случай.

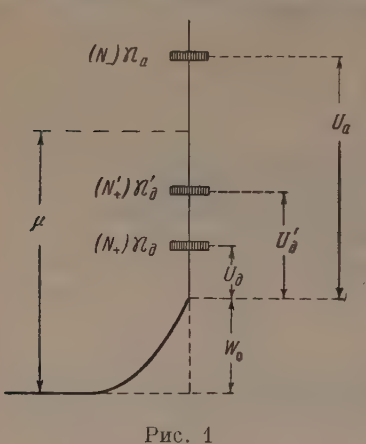


Рис. 1

При такой постановке задачи поверх стная проводимость металлического т оказывается автоматически исключенн

Что касается объемной энергетич кой схемы полупроводника, то основн расчеты будут проведены для случая с бой ионизации дырочной зоны и лока ных уровней. Полученные результа легко обобщаются и на случай полност ионизированных акцепторных уровне объеме полупроводника.

В дальнейшем будем предполагать полупроводник «толстым», удов творяющим известному критерию:

$$\varkappa\alpha \gg 1,$$

где $\varkappa$ — длина экранирования, определяемая из равенства

$$\frac{1}{\varkappa}=\left(\frac{\varepsilon kT}{8\pi e^2 p n^0}\right)^{1/2},$$

n^0 — концентрация дырок в глубине образца, p — фактор прилипа дырок:

$$p=1+\frac{\mathfrak{N}_{пр}}{Q}e^{U_{пр}}.$$

Здесь

$$Q=T\left(\frac{2\pi m_{эф}kT}{h^2}\right)^{3/2},$$

$m_{эф}$— эффективная масса дырок в объеме, $\mathfrak{N}_{пр}$— концентрация объем уровней прилипания, $U_{пр}$— их энергетическая высота.

Очевидно, у толстых образцов процессы на обеих поверхностях по проводника можно рассматривать независимо один от другого.

1. Вычисление концентраций

Кроме поверхностных концентраций N, потребуется вычислить об ные концентрации, проинтегрированные по толщине образца. Назо их удельными концентрациями и будем обозначать индексом e внизу.

Удельная концентрация дырок складывается:

а) из удельной концентрации $n^0_e = n^0 d$, соответствующей отсутст объемного заряда,

б) из добавочной удельной концентрации, связанной с наличием объем-ого заряда (искривление зоны):

$$n_e = n^0 \int_0^\infty (e^W - 1) dx = \frac{2n^0}{\varkappa} (e^{\frac{W_0}{2}} - 1) = \beta (e^{\frac{W_0}{2}} - 1), \quad (4)$$

де $\beta = \frac{2n^0}{\varkappa}$.

Удельная концентрация объемного заряда ν_e равна

$$\nu_e = n^0 p \int_0^\infty (e^W - e^{-W}) dx = p\beta (e^{\frac{W_0}{2}} - e^{-\frac{W_0}{2}}). \quad (5)$$

Из (4) следует вспомогательная формула

$$e^{\frac{W_0}{2}} = \frac{1}{\beta} (n_e + \beta). \quad (6)$$

Соотношение Больцмана позволяет немедленно выписать выражение ля

$$N_+ = \alpha_+ e^{W_0}, \quad (7а)$$

$$N'_+ = \alpha'_+ e^{W_0} \quad (7б)$$

$$N_- = \alpha_1 e^{-W_0}, \quad (7в)$$

е

$$\alpha_+ = \mathfrak{N}_д e^{U_д - \mu}; \quad \alpha'_+ = \mathfrak{N}'_д e^{U'_д - \mu}; \quad \alpha_- = \mathfrak{N}_a e^{\mu - U_a}.$$

Что касается μ, то оно может быть найдено из соотношения

$$e^\mu = \frac{Q}{n^0}. \quad (8)$$

Для определения e^{W_0} следует использовать соотношение нейтрально-и.

Положим в общем случае, что пластинка полупроводника является ной из обкладок конденсатора; положим далее, что вторая металличе-ая обкладка заряжена отрицательно с поверхностной плотностью заря-в $N_м$. Тогда условие нейтральности конденсатора в целом примет вид:

$$N_+ + N'_+ - N_- + \nu_e = N_м. \quad (9)$$

Подставляя в (9) значения концентраций из (5) и (7), имеем

$$(\alpha_+ + \alpha'_+) e^{W_0} - \alpha_- e^{-W_0} + p\beta (e^{\frac{W_0}{2}} - e^{-\frac{W_0}{2}}) = N_м. \quad (9а)$$

Для определения e^{W_0} мы получили алгебраическое уравнение четвер-і степени, которое полезно исследовать в некоторых частных случаях. едположим, что конденсатор не заряжен ($N_м = 0$):

а) поверхностных уровней нет (все $\alpha = 0$), искривления зон нет;

б) на поверхности существуют только акцепторные уровни, создающие льный» антизапорный слой ($W_0 \gg 1$), тогда из равенства $N_- = \nu_e$ сле-эт:

$$\alpha_- e^{-W_0} = p\beta e^{\frac{W_0}{2}} \text{ и } e^{W_0} = \left(\frac{\alpha_-}{p\beta}\right)^{2/3},$$

ее имеем

$$N_- = \mathfrak{N}_a^{1/3} \left(\frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2}\right)^{2/3} Q^{1/3} p^{1/3} e^{-1/3 U_a}, \quad (10)$$

$$n_e = N_- p^{-1}; \qquad (1$$

если $p = 1$, то температурный ход n_e будет определяться только рас-ложением поверхностных уровней;

в) поверхностных уровней так много и они так расположены, что

$$N_+ + N'_+ \gg \nu_e \text{ и } N_- \gg \nu_e.$$

В этом случае нейтральность обеспечивается главным образом ра-пределением электронов на поверхности. Положим ради простоты, ч $N_+ \gg N'_+$. Тогда условие нейтральности сведется к равенству $N_+ = N$ откуда

$$e^{W_0} = \left(\frac{\alpha_-}{\alpha_+}\right)^{1/2}. \qquad (1$$

Если $\alpha_- > \alpha_+$, мы получим антизапорный слой на границе полуп-водника; если $\alpha_- < \alpha_+$ — запорный. Имеем далее

$$N_+ = N_- = (\mathfrak{N}_a \mathfrak{N}_д)^{1/2} e^{-1/2(U_a - U_д)}. \qquad (1$$

Из (12) и (7б) следует:

$$N'_+ = \mathfrak{N}'_a \left(\frac{\mathfrak{N}_a}{\mathfrak{N}_д}\right)^{1/2} e^{-1/2(U_a + U_д - 2U'_д)}. \qquad (1$$

Подставляя (12) в (4), найдем и n_e. Выпишем окончательную форму лишь для случая сильно выраженного антизапорного слоя ($n_e \gg \beta$):

$$n_e = \left(\frac{\varepsilon kT}{8\pi e^2}\right)^{1/2} Q^{1/2} \left(\frac{\mathfrak{N}_a}{\mathfrak{N}_д}\right)^{1/4} e^{-1/4(U_a + U_д)}. \qquad ($$

Для сравнения напишем известное выражение для n^0 при $p = 1$.

$$n^0 = Q^{1/2} \mathfrak{N}_0^{1/2} e^{-1/2 U_0}. \qquad ($$

Здесь $\mathfrak{N}_0$ — концентрация акцепторных уровней в объеме, U_0 — энергетическая высота.

Если в результате наличия положительного поверхностного заряда границе создается сильный запорный слой $\left(\frac{|W_0|}{2} \gg 1\right)$, то, как с-дует из (4),

$$n_e = -\frac{2n^0}{\varkappa},$$

т. е. n_e перестает зависеть от дальнейшего искривления зоны. Этот слу мало актуален и не будет нами рассмотрен.

2. «Продольная» и «поперечная» проводимости полупроводника

Возьмем полупроводник в форме тонкой пластинки, как показано рис. 2. Положим, что $l, b \gg d$. Нанося электроды на поверхности bd, мож измерить прдольную проводимость образца. Наоборот, нанося электро с охранными кольцами на поверхности bl, можно измерить попереч проводимость образца. В обоих случаях можно измерить средние удельн проводимости: продольную $|\sigma_2|$ и поперечную $|\sigma_1|$.

Исследуя образцы закиси меди, автор и В. И. Ляшенко [17] показа что σ_2 может во сто и более раз превышать σ_1. Кроме того, энергия ак

вации σ_1 оказалась значительно (иногда в два раза) меньше энергии активации σ_2. Причина таких различий станет понятной из дальнейшего.

При измерении продольной проводимости образца k_2 последняя распадается на объемную проводимость k^o, соответствующую однородному полупроводнику с концентрацией дырок n^o, «приповерхностную» или «квазиповерхностную» $k^{оп}$, связанную с наличием объемного заряда, и, наконец, поверхностную зонную проводимость $k^п$ (если, конечно, последняя существует). Заметим, что $k^{оп} > 0$, если слой антизапорный, и $k^{оп} < 0$, если слой запорный; $k^{оп}$ локализована на эффективной длине экранирования (см. [18]) $1/\varkappa^*$, где

$$\varkappa^* = \varkappa \operatorname{ch}\left(\frac{W_0}{2}\right). \qquad (17)$$

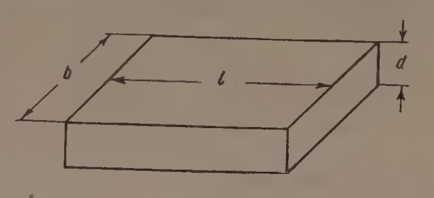


Рис. 2

Между прочим, используя (6), мы для хорошо выраженного антизапорного слоя $\left(\frac{W_0}{2} \gg 1\right)$ имеем:

$$\varkappa^* = \frac{2\pi e^2 p}{\varepsilon kT} n_e, \qquad (17a)$$

где n_e определяется из явления Холла [1]. Итак,

$$k_2 = k^п + k^{оп} + k^o. \qquad (18)$$

Если концентрации свободных электронов и дырок на поверхности равны соответственно N_- и N_+, а их подвижности $U^п_-$ и $U^п_+$, то

$$k^п = \frac{b}{e} e (U^п N_- + U^п_+ N_+). \qquad (19)$$

Для k^o и $k^{оп}$ имеем:

$$k^o = \frac{b}{e} eU_+ n^o_e \qquad (20)$$

$$k^{оп} = \frac{b}{e} eU'_+ n_e. \qquad (21)$$

Вообще говоря, U'_+ может и не совпадать с U_+ благодаря тому, что приповерхностный слой содержит иную концентрацию рассеивающих ионизированных центров. Кроме того, если $1/\varkappa^*$ очень мало, порядка длины свободного пробега, может иметь место дополнительное рассеивание на дефектах кристалла вблизи поверхности, связанных с обработкой последней, а также и на самой поверхности. Последний эффект рассматривался в [19].

Очевидно, измерение продольной проводимости особо пригодно для исследования антизапорных слоев у поверхности полупроводника. При наличии антизапорного слоя поперечная проводимость дает нам сведения об объемных свойствах полупроводника. Она равна

$$k_1 = \frac{hl}{\varkappa'} enn^o,$$

где α'— толщина образца, уменьшенная на сумму толщин антизапорных слоев на его поверхностях.

Как сами величины σ_2 и σ_1, так и их зависимости от температуры могут существенно отличаться друг от друга. Это обстоятельство может быть использовано для исследования поверхностных электронных состояний, что выяснится ниже.

3. Модуляция электропроводности внешним (поперечным) электрическим полем

Опубликованные по этому вопросу работы позволяют установить сл дующие факты.

1. Отрицательный заряд на металлической обкладке конденсато увеличивает проводимость полупроводниковой обкладки, если она из товлена из дырочного полупроводника, и уменьшает, если из электро ного. Положительный заряд оказывает противоположное действие.

2. Эффект изменения проводимости $\gamma = \frac{\Delta k}{\alpha}$ всегда меньше того, ко рый можно было бы предвычислить, полагая, что весь заряд полупрово ника обусловлен только изменением количества присутствующих в н носителей тока.

Последний факт обычно объясняется наличием поверхностных эле ронных состояний, заряд которых изменяется под действием внешне поля, но, будучи связанным, не изменяет про димости образца (экранировка поля поверхно ными уровнями).

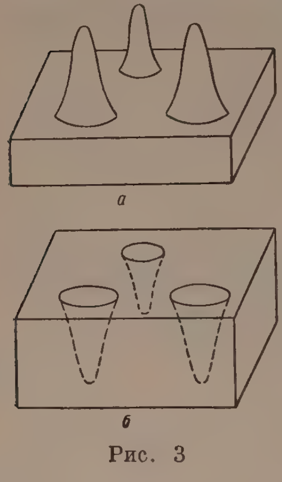


Рис. 3

Другое объяснение, обсужденное нами [1 сводится к допущению существования релье поверхности. Однако в [17] молчаливо пред лагалось, что рельеф всегда является выпукль т. е. состоит из ряда выступов, вроде изображе ных на рис. 3,*а*. В этом случае действитель электрическое поле концентрируется на выс пах, и изменение проводимости может вовсе проникнуть в ту область полупроводника, течет ток, измеряющий проводимость. В [17] у заны условия, когда действие выпуклого релье невелико.

Однако рельеф может быть вогнутым, к изображено на рис. 3,*б*. Рельеф вогнутого т (микропоры) существенно не изменит концент ций добавочных носителей тока, появившихся в результате действия перечного поля. Однако, если микропор достаточно много, они могут щественно уменьшить их подвижность в том случае, конечно, если на г бине микропор локализована значительная часть проводимости образ

Вообще говоря, вогнутый рельеф не внесет в исследования модуля проводимости поперечным полем тех серьезных осложнений, которые в сятся выпуклым рельефом. Какой из типов рельефа имеет место в кажд данном случае, должно зависеть от способа обработки поверхности обр ца. Вряд ли можно избавиться от выпуклого рельефа на мелкодисперсн поликристаллических образцах. Он может быть сведен к минимуму п использовании образцов в форме монокристаллов, ограниченных опре ленными кристаллографическими плоскостями.

В дальнейшем мы будем пренебрегать наличием рельефа и полага кроме того, что $p = 1$. Рассмотрим частные случаи.

А. Отсутствие поверхностной зонной проводимости

Уровни $\mathfrak{N}_а$, $\mathfrak{N}_д$ — локальные.

Из (20) и (21) следует:

$$\gamma = \frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta n_e}{n_e^0 + n_e},$$

где Δn_e — приращение под действием внешнего поля.

Максимально мыслимое значение глубины модуляции проводимости олучится при выполнении равенства $\Delta n_e = N_m$. Тогда

$$\gamma = \frac{N_м}{n_e^0 + n_e}. \tag{23}$$

Равенство $\Delta n_e = N_м$ может осуществиться у дырочного полупровод-ика только при ионизации объемных акцепторных уровней и отсут-твии поверхностных уровней.

Отношение $\eta = \frac{\gamma_м}{\gamma}$ назовем фактором ослабления модуляции. Иссле-уем η в различных случаях.

Положим, что глубина модуляции мала, т. е. $\Delta n_e \ll n_e^0 + n_e$ и $\Delta W_0 \ll 1$. ернемся к уравнению (9а). Если в дальнейшем под W_0 понимать гра-ичное значение W без поля (т. е. когда $N_м = 0$), то приращение левой асти уравнения (9а) будет равно $N_м$. Имеем

$$\left[(\alpha_+ + \alpha'_+)\, e^{W_0} + \alpha_- e^{-W_0} + \frac{1}{2}\, p\beta \left(e^{\frac{W_0}{2}} + e^{-\frac{W_0}{2}}\right)\right] \Delta W_0 = N_м. \tag{24}$$

Из (4) следует:

$$\Delta n_e = \frac{1}{2}\,\beta e^{\frac{W_0}{2}}\,\Delta W_0. \tag{25}$$

Выражая в третьем члене (24) и в (25) $e^{\pm\frac{W_0}{2}}$ через n_e по (6) и учи-ывая (7), получим окончательно

$$\eta = 2\,\frac{N_+ + N'_+ + N'_-}{n_e + \beta} + p\,\frac{(n_2 + \beta)^2 + \beta^2}{(n_e + \beta)^2}. \tag{26}$$

Теперь рассмотрим частные случаи, те же, что и в разделе 2.

а) Поверхностных уровней нет: $N_\pm = 0$, $n_e = 0$.

$$\eta = 2p. \tag{27}$$

Оказывается, что $\eta = 2$ даже в том случае, когда специальных уров-й прилипания для дырок нет. Это связано с тем, что, как много ранее ыло замечено автором, сами акцепторные уровни являются также и овнями прилипания для дырок, способными при слабом заполнении кализовать дополнительные дырки в количестве 50%.

Перейдем к рассмотрению резко выраженного антизапорного слоя $\gg \beta|$, для которого

$$\eta = p + 2\,\frac{N_+ + N'_+ + N_-}{n_s}. \tag{28}$$

б) На поверхности существуют только акцепторные уровни, т. е. $= N'_+ = 0$.

Из условия нейтральности следует: $N_- = \nu_e \approx p_{n_2}$. Тогда из (28) имеем

$$\eta = 3p. \tag{29}$$

Если $p = 1$, то и в этом случае фактор ослабления мал.

в) Присутствуют уровни обоих типов в настолько большой концентра-и, что

$$N_+ + N'_+, \quad N_- \gg \nu,$$

откуда

$$N_+ + N'_+ \approx N_- = N.$$

Имеем

$$\eta = p + 4\frac{N}{n_e},$$

т. е. η, даже при $p = 1$, может быть весьма большим. Если $\frac{4N}{n_e} \gg p$

$$\eta = 4\frac{N}{n_e}.$$

Что касается температурной зависимости фактора ослабления, то п $p = 1$ в случаях «а» и «б» она отсутствует. Наоборот, в случае «в» о всегда имеет место. В дальнейшем будем полагать $p = 1$.

Используя случай «в» формулы (13) и (15), получим:

$$\eta \approx e^{-{}^1/_4\,(U_а - 3U_д)}.$$

Особенностью последнего выражения является то, что не только ве чина, но и знак изменения η с температурой зависит от энергетичес топографии только поверхностных уровней. Зависимость от температу легко найти, если $n_e \gg n_e^0$. Тогда

$$\gamma = \frac{1}{4}\cdot\frac{N_м}{N}.$$

Отсюда, используя (13), имеем:

$$\gamma = \frac{1}{4}\cdot\frac{N_м}{(\mathfrak{N}_а\mathfrak{N}_д)^{1/2}}e^{{}^1/_2\,(U_а - U_д)}.$$

Так как всегда $U_а > U_д$, то γ уменьшается с ростом температуры. Опы В. И. Ляшенко показали, что это всегда имеет место. Из (33) и (34) след возможность раздельного определения $U_а$ и $U_д$. Температурная зави мость σ_2 в том случае, если доминирует поверхностная проводимос также может быть использована для определения $U_а$ и $U_д$. Из (15) и (следует:

$$\sigma \approx n_e \approx e^{-{}^1/_4(U_а + U_д)}.$$

Б. Наличие доминирующей поверхностной зонной проводимости

Знак изменения поверхностной проводимости под действием внешн поля будет, очевидно, такой же как и у объемной, поэтому характер верхностной проводимости, как и объемной, может быть определен знаку ее модуляции электрическим полем. Ограничимся рассмотрен чисто дырочной проводимости, полагая уровни $\mathfrak{N}_д$ зонными, а $\mathfrak{N}'_д$ и $\mathfrak{N}_а$ кальными.

В нашем случае «поверхностные» γ и η запишутся так:

$$\gamma_п = \frac{\Delta N_+}{N_+} \text{ и } \eta_п = \frac{N_м}{\Delta N_+}.$$

Используя (7), (9) и (24), в которых полагаем $\gamma_e = 0$, получим:

$$N_м = (N_+ + N'_+ + N_-)\,\Delta W; \quad \Delta N_+ = N_+\Delta W, \quad N_+ + N'_+ = N_-$$

Отсюда следует:

$$\gamma_п = \frac{N_м}{2(N_+ + N'_+)}; \qquad \eta_п = 2\frac{N_+ + N'_+}{N_+}.$$

Итак, большое ослабление модуляции проводимости ($\eta_п$ велико) может ıть получено только в том случае, если $N'_+ \gg N_+$, т. е. за счет поэрхностных уровней прилипания. При этом $\gamma_п = \frac{N_м}{2N_+}$.

Этот случай рассмотрим подробнее. Окончательные формулы для $\gamma_п$ N_+ ($\sim k^п$) имеют вид

$$\gamma_п = \frac{N_м}{2(\mathfrak{N}_а \mathfrak{N}'_д)^{1/2}} e^{(U_а - U'_д)}, \tag{38а}$$

$$N_+ = B_+ \left(\frac{\mathfrak{N}_а}{\mathfrak{N}_д}\right)^{1/2} e^{-1/2(U_а + U'_д - 2U_д)}. \tag{38б}$$

Легко видеть, что знак изменения $\gamma_п$ и $k^п$ при изменении температуры т же, что и в случае квазиповерхностной проводимости.

4. Влияние адсорбции

При адсорбции полярных молекул на дырочных полупроводниках зникают два явления:

а) уменьшение поверхностной проводимости и

б) уменьшение работы выхода ($\Delta\varphi$), указывающее на то, что поверхсть становится при адсорбции более электроположительной.

Предположение квазиповерхностной проводимости позволяет получить только правильный знак $\Delta\varphi$, но и правильную ее величину. В Cu_2O, е доминирует поверхностная проводимость как в вакууме, так и при личии адсорбции, существует сильное антизапорное искривление зон, личина которого может быть определена из равенства

$$n_e = \frac{2n_0}{\varkappa} e^{\frac{W}{2}}. \tag{39}$$

Тогда для изменения работы выхода при адсорбции имеем:

$$\Delta\varphi = 2\frac{kT}{e} \ln \frac{n'_e}{n''_e}; \tag{40}$$

и n''_e — значения n_e в вакууме и после адсорбции соответственно.

По опытам Ляшенко [17] $\frac{n'_e}{n''_e}$ достигает 10, что дает $\Delta\varphi = 120$ mV, е. величину, совпадающую с измеренной Ляшенко.

Предположение о зонной поверхностной проводимости не дает такой ной связи. Можно показать, что изменение энергетической топографии верхностных уровней, приводящее к уменьшению концентрации поэхностных дырок в определенное число раз, может в этом случае сопрождаться различным изменением поверхностного заряда, т. е. различм изменением работы выхода. Однако, если предположить, что при адрбции не происходит изменения положения и концентрации уровней в поэхностной зоне, тогда $\Delta\varphi$ окажется в два раза меньше, чем в случае кваповерхностной проводимости. Это следует из (38) и (39).

Уменьшение поверхностной проводимости при адсорбции может иметь е причины: а) уменьшение концентрации акцепторных поверхностных овней или увеличение их энергетической высоты (дезактивирование цепторных уровней) и б) увеличение концентрации донорных уровней и опять-таки увеличение энергетической высоты (активирование донорх уровней).

Обе причины, кроме уменьшения проводимости, приведут также и уменьшению работы выхода и потому окажутся неразличимыми.

Однако влияние адсорбции на модуляцию проводимости электрическим лем может позволить осуществить выбор между двумя вышеупомянуми причинами.

Ранее было показано, что при наличии сильного экранировани поверхности присутствуют как акцепторные, так и донорные уровни. смотрим этот случай. Перепишем (15) и (34) в следующей форме:

$$n_e \approx e^{-{}^1/_4[U_а - \ln \mathfrak{N}_а]} e^{-{}^1/_4[U_д + \ln \mathfrak{N}_д]}, \quad \gamma \approx e^{+{}^1/_2[U_а - \ln \mathfrak{N}_а]} e^{-{}^1/_2[U_д + \ln \mathfrak{N}_д]}.$$

Выражения в квадратных скобках раздельно содержат влияни проводимость (n_e) и γ топографии акцепторных и донорных уров Легко видеть, что изменение топографии донорных уровней дает из нение n_e и γ одного знака. Наоборот, изменение топографии акцептор уровней дает изменение n_e и γ противоположных знаков.

Как нам сообщил В. И. Ляшенко, адсорбция на закиси меди при ма упругостях пара адсорбированного вещества всегда приводит к возраста γ при одновременном уменьшении n_e. Это говорит о том, что в данном чае адсорбция действует на акцепторные уровни, а не на донорнь именно в сторону дезактивации первых.

Аналогичное положение имело бы место и при поверхностной зо проводимости.

Заключение

Для исследования топографии поверхностных уровней и ее изм ния под действием адсорбции необходимо комплексное изучение темп турной зависимости поверхностной проводимости, а также изменения следней под действием внешнего поля.

Если ослабление модуляции проводимости электрическим полем ма велико, то это значит, что на поверхности присутствуют как акцеп ные, так и донорные локальные уровни в больших концентрациях.

Сопоставление энергии активации поверхностной проводимост эффекта ее изменения под действием внешнего поля дает возможность о делить энергетические высоты тех и других уровней.

Сопоставление знака изменения поверхностной проводимости и ее дуляции электрическим полем при адсорбции позволяет заключить на кие уровни (донорные или акцепторные) действует адсорбция.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Лашкарев В. Е., Ляшенко В. И., Сборник, посвященный 70-л акад. А. Ф. Иоффе.— Изд. АН СССР, 1950.
2. Ляшенко В. И., Степко Н. И. Изв. АН СССР, Серия физич., 16 (1952).
3. Ляшенко В. И., Труды Института физики АН УССР, вып. 4, 33 (1
4. Shockley W., Pearson Ch., Phys. Rev., 74, 232 (1948).
5. Zuckler K., Z. S. f. Phys., 136, 40 (1953).
6. Калашников С. Г., Юнович А. Э., ЖТФ, 25, 952 (1955).
7. Ляшенко В. И., ДАН СССР, 87, 33 (1952).
8. Пуцейко Е. К., ДАН СССР, 91, 1071 (1953).
9. Ляшенко В. И., Снитко О. В., Труды Института физики АН У вып. 5, 65 (1953).
10. Ляшенко В. И., Снитко О. В., Семенюченко И. М., Труды ститута физики АН УССР, вып. 5, 77 (1954).
11. Калашников С. Г., Покровский Я. Е., ЖТФ, 22, 888 (1952)
12. Покровский Я. Е., ЖТФ, 24, 1229 (1954).
13. Пуцейко Е. К. ДАН СССР, 59, 471 (1948); 67, 1004 (1949); Изв. АН С Серия физич., 16, 34 (1952).
14. Лашкарев В. Е., ДАН СССР, 70, 813 (1950).
15. Лашкарев В. Е., Труды Института физики АН УССР, вып. 3, 3 (1952
16. Пикус Г. Е., ЖЭТФ, 21, 1227 (1951).
17. Лашкарев В. Е., Ляшенко В. И., ДАН СССР, 106, 243 (1956)
18. Лашкарев В. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 203 (1952).
19. Schrieffer J. R., Phys., Rev., 97, 641 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Я. ТАУЦ

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И НЕРАВНОВЕСНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

1. Зависимость термо-э. д. с. от градиента температуры

Процессы, при которых происходит изменение концентрации носите- тока в полупроводнике, играют основную роль в работе транзисто- и выпрямителей с p—n-переходом. Очевидно, что такие процессы долж- проявиться и при термоэлектрических явлениях.

Исследование влияния неравновесных концентраций на термоэлект- еские эффекты является, таким образом, естественным расширением тео- таких процессов на полупроводники радиентом температуры. К исследова- этих явлений нас, однако, привели не обные теоретические рассуждения, а бходимость объяснить описанные ниже периментальные факты.

Еще в 1952 г. при некоторых работах рманием мы заметили, что порошко- азный германий дает всегда положи- ьную термо-э.д.с., независимо от то- был ли до раздробления материал или n-типа; аналогичные наблюдения бликовали Калашников и Покровский

При объяснении этого явления мы об- или внимание на то, что в порошке от- ьные частицы соприкасаются на малых щадях, так что падение температуры редоточено у поверхности зерен. Для чтобы создать подобные условия на ерхности монокристалла германия, мы еряли термо-э. д. с. следующим обра- : холодное вольфрамовое острие со- касалось с кристаллом германия типа который нагревался до температуры В месте прикосновения вольфрамового рия устанавливалась температура T', орая для заданных условий охлажде- является определенной функцией тем- атуры T''. Зависимость T' от T'' можно еделить экспериментально. Зависимость измеренной термо-э. д. с. U T'' и T' представлена кривой a на рис. 1. Ход этой зависимости суще- енно отличается от хода термо-э. д. с., снятой при помощи плоских ктродов при той же разности температур $\Delta T = |T'' - T|$ (кривая b). олнительная термо-э. д. с., показанная на кривой c, обусловлена еносом концентрации дырок из мест с более высокой температу- и, следовательно, с большей концентрацией дырок (т. е. из объема

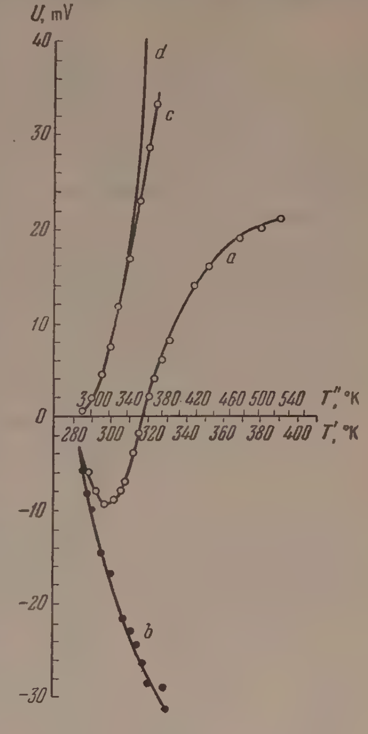


Рис. 1

кристалла) к месту с более низкой температурой и, следова- но, меньшей концентрацией дырок, т. е. к месту соприкосновения рия. На поверхности германия под зондом образуется p—n-переход торый задерживает электроны, но пропускает дырки. Эти дырки заря холодное острие положительно и меняют, таким образом, знак изме мой термо-э. д. с. Расчет, проведенный в работе [2], приводит к сле щему выражению для этой дополнительной термо-э. д. с.:

$$\Delta U = 2\pi r_0 k T' \mu_p R \left[p_r(T'') - p_r(T') - \Delta T \left(\frac{\partial p_r}{\partial T} \right)_{T'} \right].$$

Здесь r_0— радиус контакта, который предполагается сферическим; подвижность дырок; p_r—равновесная концентрация дырок; $\Delta T = T'$— разность температур; R — сопротивление контакта. Эта формула с ведлива при $\Delta T \ll T'$ и $p_r \ll n_0$, где n_0—равновесная концентр электронов.

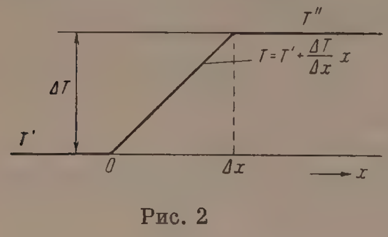


Рис. 2

Как видно из рис. 1, теоретическая вая d при не очень высоких температ хорошо совпадает с экспериментал кривой c.

Этот эксперимент ясно показывает термо-э. д. с. в полупроводнике може висеть от градиента температуры. пользованном устройстве существе роль играет потенциальный барьер у такта. Позднее мы обратили внимание на более простые случаи, при рых потенциальные барьеры роли не играют. Оказывается, что и в случаях термо-э. д. с. может зависеть от градиента температуры. Для го надо создать такие условия, чтобы падение температуры происхо на расстоянии, сравнимом или меньшем диффузионной длины неосно носителей тока L_p.

Подобные условия создаются в случае, когда температура в полу воднике распределена так, как показано на рис. 2. Расчет, подобный веденному автором в работе [3], показывает, что при $\Delta x \ll L_p$, $p_r \ll$ $\Delta T \ll T$ концентрация неосновных носителей вблизи области, где исходит падение температуры, существенно отличается от равновес В области $0 < x < \Delta x$ она постоянна и равна

$$p = \frac{p_r(T') + p_r(T'')}{2};$$

поэтому в точке $x = \Delta x$ концентрация дырок меньше равновесной, точке $x = 0$ — больше. По мере отступления от этой области концен ция носителей приближается к равновесной:

$$\text{при } x < 0 \qquad \Delta p = p - p_r = \frac{p_r(T'') - p_r(T')}{2} e^{\frac{x}{L_p}},$$

$$\text{при } x > \Delta x \qquad \Delta p = p - p_r = -\frac{p_r(T'') - p_r(T')}{2} e^{-\frac{x - \Delta x}{L_p}}.$$

Это отступление от равновесной концентрации приводит к появле дополнительной э. д. с., выражаемой формулой

$$\Delta U = \frac{k \Delta T}{2e} \left[\frac{Q_n^x + Q_p^x}{kT} + (b - 1) \right] \frac{p_r(T'') - p_r(T')}{b n_0},$$

где $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$, Q_n^x и Q_p^x — средняя кинетическая энергия, приносимая о носителем.

Для невырожденного полупроводника:

$$Q^x = \frac{\int\limits_0^\infty l(E)\, E^2 e^{-E/kT}\, dE}{\int\limits_0^\infty l(E)\, E e^{-E/kT}\, dE}, \qquad (4)$$

е $l(E)$ — длина свободного пробега носителей с данной энергией E.
Это добавочное напряжение ΔU обычно мало в сравнении с нормальной термо-э. д. с. Оно отличается от нее тем, что возрастает гораздо зче с температурой (при очень малых ΔT ΔU_0 пропорционально $(\Delta T)^2$). пример, для германия с $n_0 = 10^{14}$ см$^{-3}$ при $\Delta T = 30°$ K ($T' = 270°$ K, $= 300°$ K) $\Delta U = 0{,}63$ mV, при увеличении ΔT в два раза ($T'' = 330°$K) $' = 5{,}3$ mV, при увеличении в три раза ($T'' = 360°$ K) $\Delta U = 21$ mV.

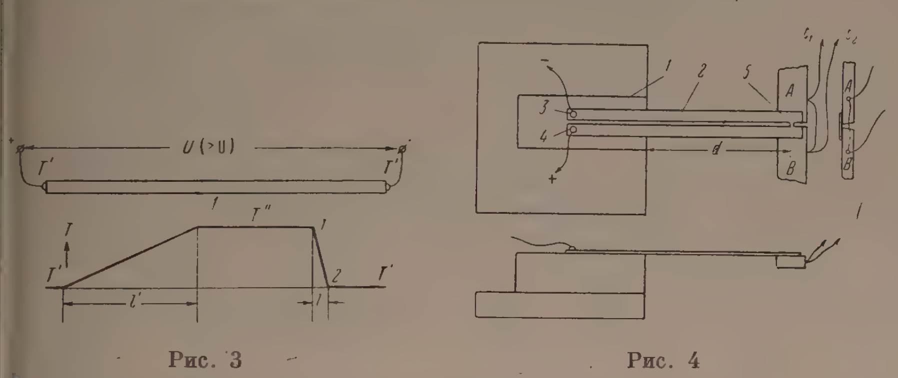


Рис. 3 Рис. 4

Для экспериментального доказательства существования этой добавочй термо-э. д. с. ΔU целесообразно выбрать такие условия, в которых рмальная термо-э. д. с. компенсирована. Это может быть произведено, пример, если создать распределение температуры, показанное на рис. 3. полупроводнике имеются две области падения температуры. Одна из х имеет длину l', значительно большую диффузионной длины дырок, ина второй — меньше диффузионной длины; конполупроводника имеют одинаковую температу-. Тогда первый спад не создает дополнительной д. с. и проявится только ΔU второго спада температуры, которую можно, таким образом, измеіть.

Аналогичную методику использовал Бенедикс и своих опытах по выяснению зависимости тер-э. д. с. от градиента температуры. В отличие от ытов Бенедикса, в нашем случае напряжение ачительно больше и легко измеримо.

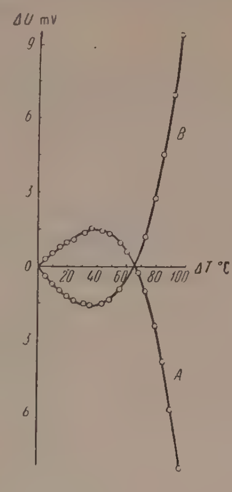


Рис. 5

Существование предсказанного явления доказал давно Троусил [4]. Из монокристалла германия вырезал тонкую пластинку, разделенную на две ти, соединенные тонкой шейкой (рис. 4). Одна ть вблизи шейки соприкасалась с медным блоA, охлаждаемым льдом, вторая часть нагреваь блоком B до температуры T''. В шейке образося спад температуры. На удаленных концах 3, 4 держивалась одинаковая температура.

Результат измерений изображен на рис. 5. Симметричная система бывыбрана для того, чтобы неоднородность образца приводила при нали- градиента температуры к наименьшему значению нормальной термо-

э. д. с. При малой разности температур ΔT добавочное напряжение м
и измеряется только нормальная термо-э. д. с. Однако добавочное на
жение быстрее растет с температурой и скоро начинает преобладать.

Мы думаем, что этими опытами нам удалось показать существован
полупроводниках с двумя знаками носителей зависимости термо-э. д
от температурного градиента, т. е. так называемого явления Бенеди

2. Термический фотоэффект

Неравновесная концентрация дырок может быть создана и дру
способами, например, освещением полупроводника. Если при этом в п
проводнике создать градиент температуры, то возникает новое явле
которое мы назвали термическим фотоэффектом. Суть этого явления
ключается в следующем: если полупроводник однороден и поддержива
при постоянной температуре, то никакой фото-э. д. с. при его освещ
не возникнет. Если температура по длине полупроводника изменяе
то изменяются и его свойства. При освещении такого полупроводн
так же как и при освещении неоднородного полупроводника, возни
фото-э. д. с.

Нами проведен расчет [5] термической фото-э. д. с. при распредел
температуры, показанном на рис. 6. Чтобы не учитывать влияния ко
тов, распределение температуры было выбрано со спадом внутри п
проводника, в освещенной и неосвещенной областях.

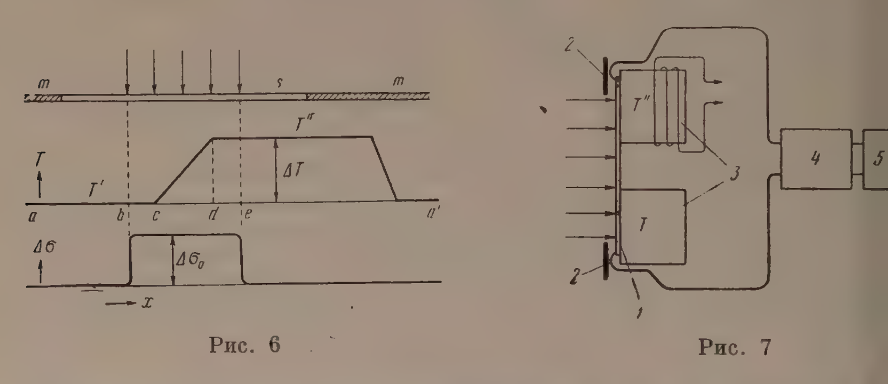


Рис. 6 Рис. 7

Согласно расчету, при слабой освещенности в случае примесного п
проводника n-типа эта э. д. с. выражается формулой

$$\Delta U = \frac{k\Delta T}{e}\left[\frac{b-1}{b+1} - \frac{1}{b+1}\left(\frac{Q_n^x + Q_p^x}{kT} - 3\right)\right]\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0},$$

где $\sigma_0 = e\mu n_0$ — темновая проводимость полупроводника, $\Delta\sigma = e$ (
$+ \mu_p)\Delta n$ — изменение удельной проводимости при освещении.
этого выражения мы можем, измерив ΔU, определить сумму $Q_n^x +$
Важное значение этих величин заключается в том, что в н
торых случаях достаточно знать сумму $Q_n^x + Q_p^x$, чтобы определит
рассеяния носителей тока: если, например, $Q_n^x + Q_p^x = 4\,kT$, то элек
ны и дырки рассеиваются только на тепловых колебаниях решетки,
$Q_n^x + Q_p^x = 8kT$, то имеет место рассеяние только на ионизированных
месях.

Точное экспериментальное определение $Q_n^x + Q_p^x$, однако, очень т
но по нескольким причинам. Самая существенная из них — неодн
ность образца, которая приводит к возникновению объемной фото-э.
Мы произвели пока только ориентировочные количественные измер
с помощью устройства, схема которого показана на рис. 7. Образец п
проводника прикреплен к двум металлическим блокам (3) и освещ

ерывистым светом, проходящим через диафрагму (2); его концы соеди-
ны с ламповым вольтметром (4) и усилителем (5). Если полупроводник
нородный и температура обоих концов оди-
ковая, то не возникает никакой фото-э. д. с.
ли мы нагреем верхний блок до более вы-
кой температуры, то обнаружим сигнал, ко-
рый соответствует термической фото-э. д. с.
этом приборе мы измеряли потенциометри-
ским методом на постоянном токе дополни-
льную термо-э. д. с., возникающую при ос-
щении образца. Результаты этих измерений
иведены на рис. 8. По оси абсцисс отложено
носительное изменение проводимости $\Delta\sigma$, по
ординат — термическая фото-э. д. с., при-
денная к единичной разности температур $\frac{\Delta U}{\Delta T}$.
этого графика видно, что имеется согласие
рии с экспериментальными результатами.
ачение $Q_n^x + Q_p^x$ оказалось равным 6,4 kT.
думаем, что можно разработать на этой осно-
точный метод для определения суммы $Q_n^x + Q_p^x$.

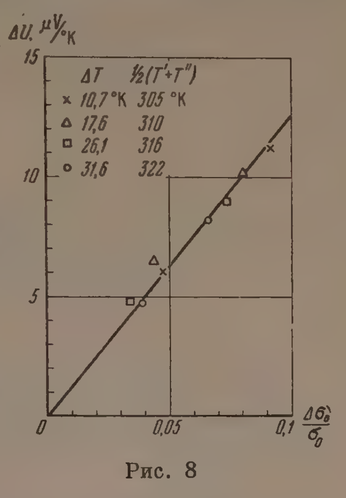


Рис. 8

В заключение отметим, что различные явления, связанные с градиентом
пературы у полупроводников со смешанной проводимостью, часто
вко отличаются от явлений, наблюдаемых у полупроводников с одним
дом носителей тока. Изучение этих различий содействует более подроб-
му знанию этого, в настоящее время наиболее важного вида полу-
оводников.

Институт технической физики
Чехословацкой Академии наук

Цитированная литература

Калашников С. Г. и Покровский А. Е., ЖТФ, 22, 883 (1952).
Тауц Я., Чехосл. физ. журн., 3, 120 (1953).
Тауц Я., Чехосл. физ. журн., 3, 282 (1953).
Троусил З., Чехосл. физ. журн., 6, 170 (1956).
Тауц Я., Чехосл. физ. журн., 5, 528 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1

Я. ТАУЦ

К ВОПРОСУ О ВОЗНИКНОВЕНИИ ФОТОЭЛЕКТРОДВИЖУЩ СИЛЫ В ОСВЕЩЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И. К. Кикоин описал в 1954 г. [1] наблюденное им возникновение пряжения при освещении полупроводника, помещенного в неоднород магнитное поле. Впоследствии [2] было показано, что наблюдаемое ление обусловлено тепловым действием света. Лучи нагревают обра на который они попадают, и от образца нагревается окружающий частицы газа движутся под влиянием магнитных сил и вызывают не номерное нагревание образца, приводящее к возникновению термо-э.

Эти работы привели нас к вопросу: какого напряжения можно ожи в случае настоящего внутреннего фотомагнитного эффекта в неоднород магнитном поле при исключении мешающих явлений, например, та какие описаны Кикоиным? Неоднородное магнитное поле действует электроны и дырки, так как они обладают определенным магнитным ментом; его парамагнитная часть обусловлена спином электрона; диа нитную часть открыл теоретически Ландау в 1930 г. [3]. Ландау при в своей работе выражения для химического потенциала электронов в нитном поле. Из этого мы исходили при расчете фото-э. д. с. в неодно ном магнитном поле. Для полупроводников типа p с невырожденным эл ронным газом и при слабом освещении фото-э. д. с. равна

$$U = \frac{kT}{e} \cdot \frac{b}{b+1} \left\{1 - \frac{1}{\sigma}\left[\left(\frac{m}{m_n^*}\right)^2 + \left(\frac{m}{m_p^*}\right)^2\right]\right\} \frac{\beta^2 (H_2^2 - H_1^2)}{k^2 T^2} \cdot \frac{\Delta\sigma}{\sigma_n},$$

где m_n^*, m_p^* — эффективные массы электрона и дырки, H_2, H_1 — нитные поля на обоих краях освещенной зоны, β — магнетон Бора ношении подвижностей электронов и дырок, σ_n— тепловая удельная водимость, $\Delta\sigma$ — изменение удельной проводимости при освещении, постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

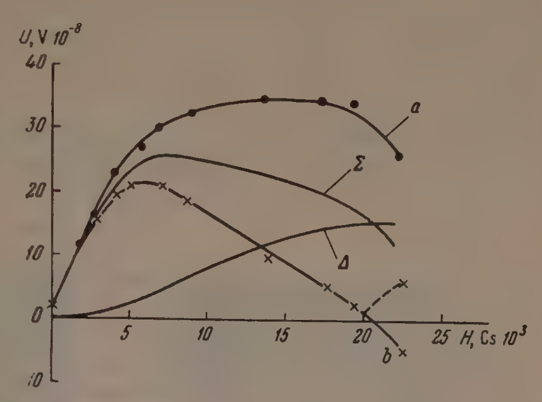
Измерение этого напряжения U было бы очень интересно, по что при его помощи можно определить сумму магнитных проницаемо подвижных носителей тока и отличить их от проницаемостей непод ных частиц. В случае, когда эффективная масса электронов намного м ше, чем эффективная масса дырок (как, например, у InSb), можно был при помощи измерения напряжения U определить эффективную м электронов, подобно методу диамагнитного резонанса, открытого Д маном.

С этой целью мы и производили опыты с сурьмянистым ин p-типа.

Чтобы исключить влияние термоэлектрических явлений, мы прим ли прерывистое освещение. В образце всегда возникает, наряду с расс риваемым явлением, фотомагнитный эффект, наблюденный впервые коиным и Носковым [4] в однородном поле. Однако оба явления за различным образом от магнитного поля. Явление Кикоина характери

нечетной функцией напряженности магнитного поля, явление в неоднородном поле — четной функцией. При изменении направления магнитного поля меняется фаза сигнала, соответствующего явлению Кикоина, к что оба сигнала для одного направления магнитного поля складываются, а для другого направления вычитаются один из другого.

На рисунке мы видим типичй результат измерения. Криые a и b соответствуют двум зным направлениям магнитго поля. Ход кривых в однодном поле, в пределах ошибок блюдения, одинаков для оих направлений поля, в неноролном поле он сильно отчается. Измеренные кривые ляются суммой и разностью ивых Σ и Δ. Кривая Σ соответствует явлению Кикоина в нородном поле, кривая Δ — лению в неоднородном поле.



Кривая Δ, имеющая для не слишком сильных полей квадратический д, соответствует формуле (1). Однако после подстановки численных значий, постоянных для сурьмянистого индия, мы обнаружили, что изменное напряжение на два-три порядка больше, чем вытекает из формулы (1). оретический анализ показал, что в неоднородном поле появляются, оме слагаемой (1), дополнительная слагаемая напряжения, которая нашем случае сильно преобладает. Эта слагаемая вызвана действием гнитного поля на диффузионный ток, возникающий вдоль образца вследвие диффузии носителей тока из освещенной части в неосвещенную. образцов в однородном поле возникают одинаковые напряжения у обоих нцов, которые взаимно компенсируются. Если, однако, один конец вещенной части образца находится в поле с индукцией B_1, а другой — оле с индукцией B_2, то в полупроводнике типа p возникает между конктами напряжение U:

$$U = -\frac{kT}{e}\mu_M^2(B_2^2 - B_1^2)\frac{\Delta\sigma}{\sigma_n}. \qquad (2)$$

После подстановки измеренных значений мы получили из формулы (2) подвижности электронов μ_n в InSb типа p значения от 20 000 до 000 см² V^{-1} сек$^{-1}$, что находится в хорошем согласии с подвижностью, еделенной из измерений константы Холла и проводимости.

Мы полагаем, что оба описанных явления — электронные эффекты, оисходящие в освещенном полупроводнике в неоднородном магнитном ле.

Институт технической физики
Чехословацкой Академии наук

Цитированная литература

Кикоин И. К., ДАН СССР, 96, 463 (1954).
Кикоин И. К., Ганев И. Х., Карчевский А. В., ДАН СССР, 99, 51 (1954).
Ландау Л. Д., ZS. f. Phys., 64, 629 (1930).
Кикоин И. К., Носков М., ZS. f. Phys., M. 5, 586 (1934).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

И. Д. КОНОЗЕНКО и С. Д. МИХНОВСКИЙ

О СТРУКТУРЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ СУРЬМЯНИСТОГО ИНДИЯ В ТОНКИХ СЛОЯХ

Введение

В последнее время появилось большое количество работ, посвящен исследованию интерметаллических соединений типа $A^{III}B^{V}$. Причин вызвавшей повышенный интерес к этой группе элементов табл Д. И. Менделеева, являются ценные ее особенности, открываю перспективы широкого применения их в технике.

К таким особенностям относятся чрезвычайно высокая подвижн носителей тока, низкая температура плавления, большое разнообр значений ширины запрещенных зон и др.

Существенный теоретический интерес представляет также при ряда аномальных явлений, наблюдаемых в этой группе соединений.

При изучении свойств, а также возможностей более широкого пр нения интерметаллических соединений типа $A^{III}B^{V}$ существенный инт могут представлять исследования этих соединений в тонких слоях. и обусловлен выбор темы исследования. Сурьмянистый индий в мас ных образцах довольно широко исследован [1—7], однако в тонких сл его свойства оставались неизвестными.

1. Методика эксперимента

Вакуумная колба, в которой производилась термическая возг сурьмянистого индия, была изготовлена таким образом, чтобы п нанесения слоя можно было производить всесторонние исследования разцов, не вынимая их из вакуума.

В качестве подложки было взято молибденовое стекло с полирова поверхностью, которая тщательно очищалась перед нанесением с Контакт между слоем и отводящими электродами осуществлялся помощи слоя серебра, нанесенного термической возгонкой в вакуу

Важным моментом в приготовлении образцов был подбор темпера ного режима возгонки сурьмянистого индия. Навеска монокристалла с мянистого индия подвергалась прогреву в вакууме в танталовой лод В расплавленном состоянии InSb не смачивает танталового испарите сохраняет сферическую форму, что важно при определении толщины с При определении толщины слоя мы исходили из предположения о р мерном распределении конденсата по поверхности сферы, радиус кот равен кратчайшему расстоянию от испаряемого вещества до подложк

Термическая возгонка производилась при температуре 580— Для получения слоя толщиной 100 Å процесс испарения длился в ср 3 часа.

Опыты показали, что возгонка InSb при более высоких температ дает низкоомные образцы, что, по-видимому, связано с диссоциацией кул.

Образцы для электронографических и оптических исследований приготовлены путем нанесения термической возгонкой сурьмяни

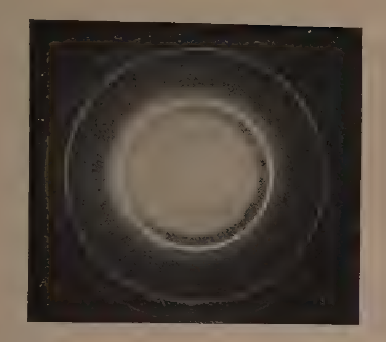




Рис. 1

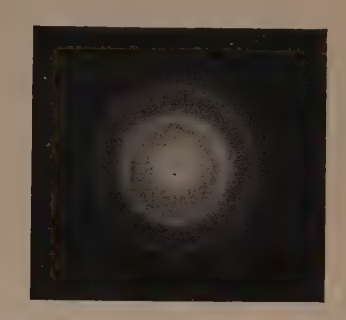


Рис. 2

дия на тонкую пленку эфироцеллюлозы. Во всех случаях нанесения слоев держивался один и тот же режим.

2. Структура тонких слоев сурьмянистого индия

Прежде чем приступить к исследованию электрических свойств, неходимо было выяснить природу самого слоя. Исследование структуры лученных слоев проводилось на электронографе ЭМ-4 по методу прождения. На рис. 1 представлена электронограмма, полученная от слоя щиной ~500 Å.

Для большей точности расчета до и после съемки электронограмм снились электронограммы от эталона, по которому вычислялась постоянная ибора.

Расчет полученных электронограмм указывает на то, что конденсат едставляет собой поликристаллическое вещество, принадлежащее к руктурному типу сфалерита с постоянной решетки $a = 6{,}46$ Å, что ответствует постоянной сурьмянистого индия. Согласно данным [1], стоянная решетки для массивных образцов InSb равна $a = 6{,}475$ Å, по данным [8] $a = 6{,}461$ Å.

Электронограммы, полученные от таких слоев, обладают хорошо разшенными и резко очерченными кольцами. От более тонких образцов, щина которых меньше 100 Å, на электронограммах получаются диффзные кольца, характеризующие значительную мелкодисперсность вества (рис. 2).

При рассмотрении тонких слоев различной толщины, в том числе и двергнутых температурной обработке, под металлмикроскопом (×1000) чти во всех случаях мы наблюдали зеркальную металлическую поверхть. На некоторых же образцах были заметны легкие ориентированные дном и том же направлении риски.

3. Электрические свойства

Зависимость удельного сопротивления слоя от его толщины и влияние воздуха

Зависимость удельного сопротивления слоя от его эффективной толны снималась в процессе нанесения слоя. При этом предполагалось, испарение вещества протекает равномерно во времени. Таким образом, лученное значение сопротивления можно оставлять с моментом измерения.

Характер полученной зависимости удельго сопротивления слоя от времени возгонки едставлен на рис. 3 (максимальная толщислоя $5 \cdot 10^{-6}$ см).

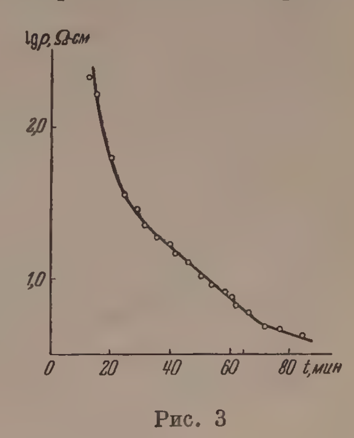


Рис. 3

Отметим, что по окончании испарения противление слоя не оставалось постоянм. При толщинах меньше $5 \cdot 10^{-6}$ см сотивление после окончания возгонки, как авило, увеличивалось, а слои с большей щиной показывали уменьшение сопротивния, как это показано на графике рис. 4. нно установить критическую толщину, которой происходит перелом в направнии изменений сопротивления, нам не удаь.

По истечении двух-трех дней образцы становятся более стабильными. олне стабилизированные выдержанные на воздухе образцы периодически одились в вакууме и на воздухе. По мере откачки воздуха сопротивле слоя возрастает и, наоборот, падает при впуске воздуха. Наблюдае-

мые изменения сопротивления протекают медленно и могут длиться до
са. Характер этих явлений для двух образцов показан на рис. 5 (на
духе и в вакууме образцы в среднем выдерживались по 45 мин).

Б. Температурная зависимость электропроводности слоев

Исследование температурной зависимости проводимости нами пр
водилось на образцах, в которых самопроизвольное изменение сопро
ления в основном закончилось и, таким образом, не могло сущест
но влиять на результаты измере
Измерения производились в темп
турном интервале —80 ÷ 300°.
температуре 130 ÷ 150° во всех
чаях происходит необратимое ум
шение сопротивления слоя, в сре
на два порядка. Это уменьш
протекает с постепенным замедл
ем скорости. В связи с этим дан
полученные при температурах н
и выше 150°, различны.

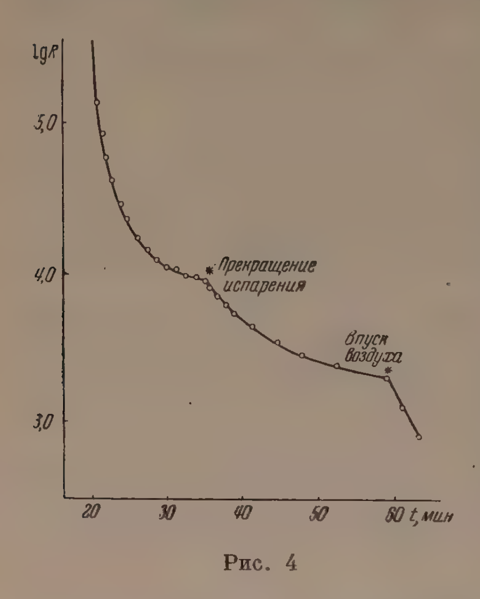


Рис. 4

На непрогретых до 150° обра
температурный коэффициент сопро
ления достигает 3,5% на 1°. П
прогрева всего 0,2%. При б
высоких — всего 0,2% на
При этом полученные зависим
$\sigma=\sigma(T)$ для слоев после прог
хорошо описываются законом

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}} .$$

Эта зависимость в логарифмическом масштабе от обратных темпера
изображена на рис. 6. Здесь кривая *I* относится к необратимому
уменьшения сопротивления, а кривая *II* характеризует зависим
$\sigma=\sigma(T)$ после прогрева слоя до 150°. При этом

$$\Delta E \approx 0{,}05 \div 0{,}1 \text{ eV}.$$

При помощи термозонда был определен тип проводимости исход
материала в полученных нами слоях. Все слои обладали *p*-типом проводимости, в то время как исходный материал был электронным полупроводником.

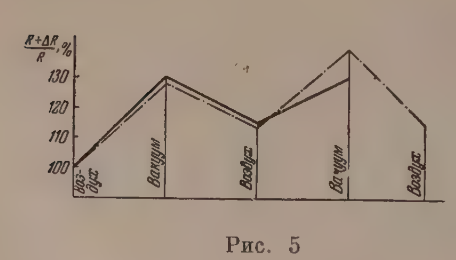


Рис. 5

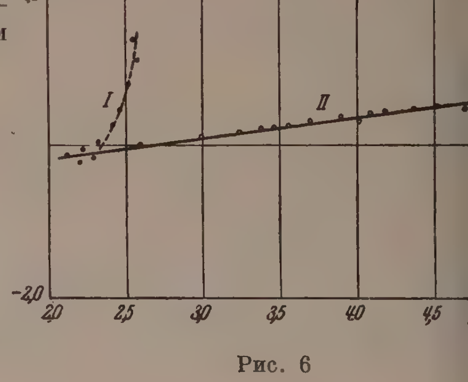


Рис. 6

Образцы, полученные термической возгонкой на подогретую до
подложку, при исследовании температурной зависимости проводим
вели себя подобно тем образцам, которые прогревались до 150° после
гонки.

4. Прозрачность тонких слоев InSb

Нами произведено также исследование прозрачности тонких слоев Sb в инфракрасной области спектра в интервале длин волн $1{,}5 \div 15\ \mu$. ои наносились при стандартном, принятом нами при всех возгонках, жиме. На рис. 7 приведена кривая прозрачности слоев InSb толщиной рядка $\sim 10^{-5}$ см. Прозрачность выражена в оцентах относительно эфироцеллюлозной под-жки.

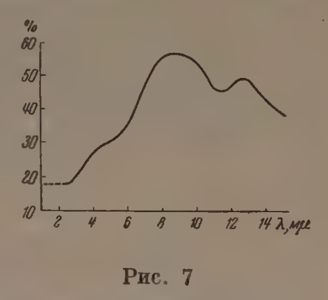


Рис. 7

Особенностью полученных нами спектров озрачности является то, что при уменьшении ины волны, начиная с некоторого значения, д в спектре прозрачности прекращается. В ьнейшем прозрачность слоев колеблется оло некоторого среднего значения (пунктир-линия). Отсутствие в спектре участков розрачностью, стремящейся к нулю, как имеет место в массивных образцах [5], вероятно, может быть объясо спецификой строения тонких слоев.

5. Обсуждение результатов

1. Причина наблюдаемых нами необратимых изменений сопротивле- слоя кроется, по-видимому, в том, что после нанесения слой представ-т собой мелкодисперсную структуру с наличием возможно аморфных слоек. При прогреве до 150° в результате дальнейшей кристаллизации учается крупнозернистая структура слоя. Отдельные, разобщенные жду собой гранулы при этом могут соединяться. Об этом говорит тот т, что при нанесении слоя на подогретую подложку необратимого енения сопротивления не наблюдается.

2. При истолковании обратимых изменений сопротивления слоев, свя-нных с процессами адсорбции и десорбции газов, приходится сделать щположение о наличии на поверхности слоя дырочных таммовских уров-. Ввиду того, что электропроводность слоя обусловлена, вероятнее го, носителями на внутренних энергетических уровнях кристалла, ве-ина электропроводности слоя должна зависеть от величины заряда, пенсирующего заряд на таммовских уровнях. Как указывалось, слои адали дырочной проводимостью. В результате адсорбции молекул газа исходит уменьшение поверхностных зарядов, что приводит к возраста- концентраций дырок — сопротивление слоя падает. При десорбции ов с поверхности слоя наблюдается обратное явление.

3. Температурная зависимость электропроводности исследовалась на-в интервале $-85 \div 300°$. Известно [8], что в массивных образцах InSb таточно высокой степени чистоты влияние механизма собственной про-имости начинает сказываться лишь при температуре выше 300°. Та- образом, исследование температурной зависимости электропроводно- производилось нами в области примесной проводимости.

Так как в тонких слоях выполнение закона для температурной зави-ости электропроводности

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

ет быть обусловлено своеобразным строением тонких слоев, можно гать, что значение ΔE не является энергией активации примесей. ольшей мере это относится к образцам, не подвергавшимся прогреву. ичие энергетического барьера в тонких слоях может быть объяснено ествованием потенциальных барьеров между отдельными группами мов или их агрегатами, созданных разрывами сплошности слоя.

5. Как указывают Танненбаум и Майта [3], материалу с удельны противлением $7 \cdot 10^{-3}$ Ω см в их экспериментах по исследованию ин красного спектра прозрачности соответствовала граница полосы погл ния на длине волны 7 μ. Такому положению границы полосы поглощ соответствует энергия оптической активации, равная 0,18 eV.

При сопоставлении полученного нами спектра прозрачности со сп рами для массивных образцов (см., например, [5]) можно видеть, что рактер инфракрасного спектра прозрачности массивных образцов сх с характером спектра прозрачности тонких слоев. Отсутствие гран поглощения связано с тем, что слой имеет толщину 10^{-6} см. Это также г рит в пользу того, что слой образован соединением InSb.

Выводы

На основании вышеизложенных экспериментальных данных мо прийти к следующим выводам относительно природы и свойств тон слоев InSb.

1. Слои обладают поликристаллической структурой. Решетка — цинковой обманки.

2. При нагреве слоев до температуры 130 ÷ 150° происходит даль шая кристаллизация, мелкодисперсная структура переходит в б крупную; возможно также объединение отдельных агрегатов. Од после прогрева некоторая гранулярность слоя сохраняется, что сле из большего конечного удельного сопротивления слоев. После прог до 150° слои становятся относительно стабильными.

3. Получаемые нами слои InSb характеризуются полупроводник зависимостью электропроводности от температуры с дырочным т проводимости, тогда как исходные образцы имели электронную пров мость.

Зависимость $\sigma = \sigma(T)$ исследована в области примесной проводим в интервале температур —80 ÷ 300°.

4. Влияние воздуха на слои сказывается на обратимом увеличени проводимости вследствие процессов адсорбции молекул воздуха.

5. Характер инфракрасного спектра прозрачности тонких с InSb подобен характеру спектра прозрачности массивных образцов, является подтверждением правильности наших выводов о природе ис дуемых слоев.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Breckenridge R. G. и др., Phys. Rev., **96**, 571 (1954).
2. Burstein H., Phys. Rev., **93**, 632 (1954).
3. Tannenbaum M., Maita J. P., Phys. Rev., **91**, 1009 (1954).
4. Tannenbaum M., Briggs, Phys. Rev., **91**, 1561 (1953).
5. Hrostovsky H. J., Wheatley G. H., Phys. Rev., **95**, 1683 (1954).
6. Tannenbaum M., Pearson G. L., Phys. Rev., **90**, 153 (1954).
7. Harman T. C., Willardson R. K., Phys. Rev., **95**, 699 (1954).
8. Бокий Б. Г., Введение в кристаллохимию.— Изд. МГУ, 1954.
9. Welker H., Physika, **20**, 893 (1954).
10. Векшинский С. А., Новый метод металлографического исследован ГТТИ, 1944.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

М. ШТЕНБЕК и П. И. БАРАНСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПЕЛЬТЬЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРОДВИЖУЩИХ СИЛ В ГЕРМАНИИ

Основные уравнения:

$$\frac{dP}{dT} - \alpha - \tau = 0 \quad (1)$$

$$\frac{dP}{dT} - \frac{P}{T} - \tau = 0, \quad (2)$$

[св]язывающие теплоту Пельтье P, коэффициент Томсона τ и дифференциаль[н]ую термо-э. д. с. α, не вытекают с необходимостью ни из основных зако[но]в термодинамики, ни из принципа Онзагера, поскольку последний не [уч]итывает, например, возможного влияния взаимодействия между фоно[на]ми и электронами. Поэтому величины P и τ, получаемые из (1) и (2), [по] измеренным значениям $\alpha = \alpha\ (T)$ могут возбуждать сомнения.

Для экспериментальной проверки уравнений (1) и (2) мы попытались про[ве]сти прецизионное изучение термо-э. д. с. и эффекта Пельтье, возникаю[ще]го на паянных чистым оловом контактах медь — германий. Опыты про[из]ведены на монокристальном образце Ge n-типа размерами $5 \times 5 \times 10$ мм³.

Поскольку монокристальность и специальный выбор участка слитка, [из] которого вырезался наш образец в виде призмы, сами по себе еще не [об]еспечивали необходимой однородности материала, мы использовали [вы]воды специально предпринятых расчетов, указывающих на то, что вред[но]е действие неоднородностей образца можно исключить путем использо[ва]ния продольного потока тепла, лишенного поперечных компонент, так [ка]к в этих условиях α и P автоматически усредняются одинаковым образом.

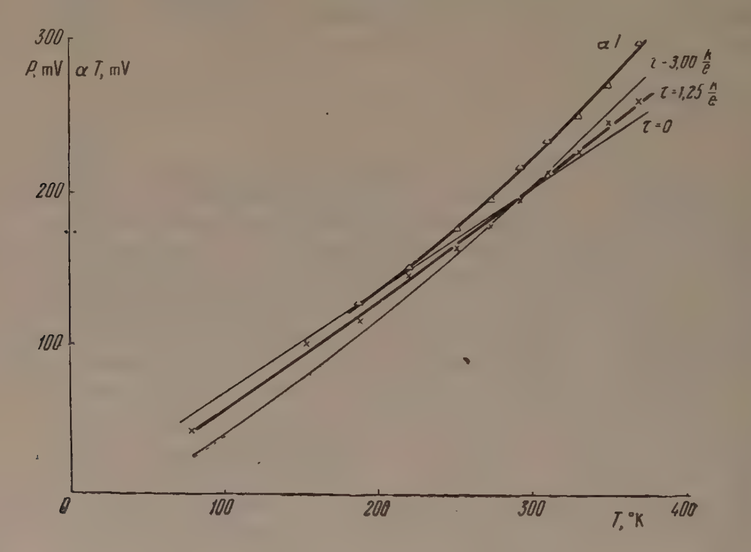
Для осуществления надежного термического контакта все термопары [па]ялись в местах измерения температуры. Измерения эффекта Пельтье [пр]оизводились путем компенсации разности теплот, развивающихся на [ко]нцах образца (для обоих направлений тока). Как термо-э. д. с., так и [ко]эффициент Пельтье измерялись при условиях $J \to 0$ и $\Delta T \to 0$. Измерены [ка]к дифференциальная термо-э. д. с. α, так и коэффициент Пельтье в интер[ва]ле $-196 \leqslant T \leqslant \div 100°$, где условие постоянства концентрации носителей [то]ка ($n_e \approx 3{,}2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$) заведомо выполнялось. Точность измерения эф[фе]кта Пельтье 1—2%; термо-э. д. с.— 1%. Точность измерения темпера[ту]ры окружающей среды T_0 составляла 1°; в диапазоне низких темпера[ту]р — немного хуже. Предложенный нами метод непосредственного изме[ре]ния разности температур при измерениях дифференциальной термо-э. д. с. позволил резко повысить точность в определении α (например, [в и]нтервале $0{,}20 \leqslant \Delta T \leqslant 5{,}02°$ значение α уклонялось от постоянства меньше [че]м на 1%).

Использованная методика позволила получить следующие результаты. [На] рисунке представлена зависимость коэффициента Пельтье P и произ[ве]дения αT от температуры (кривые I и II соответственно). Как видно из [ри]сунка, соотношение $P = \alpha T$, непосредственно вытекающее из (1) и (2), [не] подтверждается. Разность $\Delta = \alpha T - P$ значительно превосходит по[гре]шности наших опытов. Уже этот факт не позволяет считать термоэлект-

рические процессы термодинамически обратимыми. Тем более стран является тот факт, что уравнение (2), являющееся следствием второго кона термодинамики, при значении $\tau = 3/2\ k/e$, вытекающим из теор довольно хорошо согласуется с результатами опытов. Действитель единственное предположение о постоянстве разности $\frac{dP}{dT} - \frac{P}{T}$ в изу мом температурном интервале, согласующееся с нашими эксперимента ными данными, позволило осуществить проверку (2) в интегральной фор

$$P = \alpha T + \tau T \ln T.$$

Метод наименьших квадратов, использованный нами при обрабо опытных данных для нахождения α и τ, привел к значению $\tau = 1{,}25$ (для оценки точности измерений на рисунке приведены расчетные крив соответствующие значениям $\tau = 0$; $1{,}25\ k/e$ и $3\ k/e$).



Тем не менее, совершенно ошибочно было бы расценивать эти резу таты как экспериментальное подтверждение (2), поскольку коэффици Томсона τ непосредственно не измерялся. Можно считать подтвердивш ся уравнение

$$\frac{dP}{dT} - \frac{P}{T} - \frac{C}{e} = 0,$$

где $C = 3/2\ k$ — теплоемкость классического газа носителей (постоян концентрации).

Уравнение (3) получается путем термодинамического анализа обр мого процесса, рассматривающего перемещение одного моля растворен частиц из раствора *1* в раствор *2*, осуществляемое при температур при помощи полупроницаемых перегородок, нагревание системы о до $T + \Delta T$, обратное перемещение одного моля частиц из *2* в *1* при пературе $T + \Delta T$ и охлаждение системы до температуры T. Если расс ривать проводник как раствор носителей тока в решетке — растворит а контакт двух проводников — как границу несмешивающихся раство двух различных растворителей, то анализ этого замкнутого, строго о тимого термодинамического процесса приводит к уравнению

$$\frac{dQ_{12}}{dT} - \frac{Q_{12}}{T} - (C_1^* - C_2^*) = 0,$$

где Q_{12} — теплота перехода одного моля растворенных частиц из раство

2, а C^* — разность между теплоемкостью раствора одного моля растворенных частиц и теплоемкостью чистого растворителя в соответствующем количестве. При $Q = AeP$ (где A — число Авогадро), $C_1^* = A \cdot 3/2 \cdot k$ (теплоемкость классического газа носителей в полупроводнике) и $C_2^* = 0$ (ферми-газ в металле) из уравнения (4) непосредственно получаем (3).

Это и обосновывает наш вывод о том, что подтверждение уравнения (3) надо рассматривать как опытную проверку теоретических представлений о теплоемкости электронного газа в классическом полупроводнике, но ни в коем случае не как свидетельство о постоянстве энтропии при термоэлектрических процессах.

Итак, прецизионными опытами установлено, что основные термоэлектрические соотношения (1) и (2) совместно в точности не выполняются, а это значит, что термоэлектрические процессы включают в себя еще какие-то необратимые процессы.

Институт физики
Академии наук УССР

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

Д. Н. НАСЛЕДОВ и А. Ю. ХАЛИЛОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ СОЕДИНЕНИЙ ТРЕТЬЕЙ И ПЯТОЙ ГРУПП ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕМЕНТОВ

(Краткое содержание доклада)*

В работе исследованы электрические свойства сурьмянистого и мышковистого индия.

Изучена температурная зависимость электропроводности образ с дырочным и электронным типом проводимости, начиная от 1,3° К. следован эффект Холла. Показано, что постоянная Холла в области рехода к собственной проводимости изменяет свой знак при увеличе напряженности магнитного поля. Это находится в соответствии с теор Маделунга.

Обнаружено большое изменение сопротивления в поперечном магнит поле.

В мышьяковистом индии наблюдается при высоких температурах а мальный рост подвижности при нагревании образца.

Показана возможность уменьшения концентрации примесей в суры нистом индии методом зонной очистки.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Д. Н. НАСЛЕДОВА и А. Ю. ХАЛИЛОВА

З. З. Р. Копец.— Соединение InSb исследовалось в Институте полупроводни АН СССР. Некоторые результаты, полученные мной для образцов с большими конц рациями примесей, соответствующими примерно концентрациям, изучавшимся в п ставленной только что работе, дают, по-видимому, ответ на часть вопросов, пос ленных докладчиком и выступающими здесь товарищами.

Факт отсутствия в области высоких температур постоянного наклона логари электропроводности в функции обратной температуры можно объяснить особен структурой зон в этом полупроводнике. Нами была исследована по ходу термоэл родвижущей силы эффективная масса носителей тока. Для образцов с различной к центрацией примесей получается одна и та же оценка эффективной массы электро $m_{эф} \leqslant 3{,}5 \cdot 10^{-2} m_0$, во всей исследованной области температур 120÷750° К. По сра нию с другими полупроводниками этого же типа величина эта является исключител малой.

Значение эффективной массы дырок превосходит $m_{эф}$ электронов больше чем порядок величины ($m_{эф}$ дырок $\approx 0{,}55\, m_0$). Благодаря этому сильному различию фективных масс носителей в области собственной проводимости во всех электричес статистических характеристиках InSb (например σ, α, R) преимущественную роль рают электроны. Поскольку плотность уровней в зоне проводимости очень мала, по м роста температуры быстро заполняются нижние уровни и растет расстояние ме электронами в основной зоне и свободными уровнями в зоне проводимости. В итоге по чается быстрый рост энергии активации электронов с ростом температуры. Если в з проводимости имеется, например, число электронов соответственно порядка 10^{17}, 1 10^{19} см$^{-3}$, получается заполнение зоны, считая от нижнего ее края, соответственно 0 0,13, 0,60 eV. Этот сильный сдвиг имеющегося на деле нижнего края свободных уров в зоне проводимости будет соответственным образом искажать ход логарифма элек проводности в функции обратной температуры. Поэтому в области собственной пр димости нельзя непосредственно из этого наклона судить о ширине запрещенной зо

* Подробная статья опубликована в ЖТФ, 26, 251 (1956).

В образцах с концентрацией примесей порядка 10^{17} см$^{-3}$ и больше область собст-енной проводимости начинается при температурах выше 600°K. Между этой областью областью чисто примесной проводимости имеется переходная область. В ней за-етную роль играют еще примесные носители, хотя рост электропроводности обуслов-ивается переброском электронов из основной зоны. В этой области температур могут стречаться (прежде всего для образцов типа p) длинные, почти линейные, отрезки ривой логарифма электропроводности в функции $1/T$, но наклон их резко отличается ля образцов с различной концентрацией примесей.

Более грязные образцы типа p дают более крутой ход линейного отрезка кривой, ем более чистые, в хорошем количественном согласии с представленной выше карти-ой зон в InSb. Конечно, здесь тоже нельзя эти различные наклоны непосредственно вязывать с имеющейся на деле шириной запрещенной зоны. Ее можно получить пу-ем анализа алгебраической формулы, связывающей концентрацию электронов, число онизованных атомов примесей и постоянную Холла. При таких расчетах получается ля всех образцов ширина запрещенной зоны при температуре 0° K $\approx$ 0,2 eV, что одтверждается опытами по абсорбции света в InSb.

При комнатной температуре ширина запрещенной зоны $\sim$ 0,18 eV.

С другой стороны, факт существования в InSb узкой запрещенной зоны и малой ффективной массы носителей обусловливает статистическое вырождение носителей ока в этом полупроводнике. Можно показать, что при температурах выше 250°K езависимо от чистоты, все образцы InSb являются (из-за узкой запрещенной зоны) ырожденными. А образцы той степени чистоты, о какой говорилось в докладе, во сем исследованном интервале температур являются вырожденными (из-за малой эф-ективности массы носителей). Поэтому анализ всех электрических свойств, в том исле, конечно, и подвижностей, надо обязательно вести, учитывая этот факт.

Один из выступающих предложил возможное объяснение почти полной постоянности одвижности в области низких температур за счет механизма рассеивания на нейтраль-ых атомах примесей согласно известной формуле Эргинзоя. Но количественная оценка еличины подвижности, исходящая из действия только этого механизма, показывает, то, например, для объяснения наблюдаемой (при $T > 100$°K) величины подвижностей образцах InSb типа n с концентрацией 10^{18} носителей надо предположить очень боль-ие концентрации нейтральных атомов, что является невероятным в связи с проде-анной очисткой исходных материалов.

Проведенные нами оценки различных возможных механизмов рассеивания приводят выводу, что в широкой области низких температур основными механизмами рассеи-ания в случае образцов InSb, исследованных нами и соответствующих примерно об-азцам, рассмотренным докладчиком, является рассеивание на колебаниях решетки ионах примесей. Но температурный ход этих подвижностей будет иной, чем в клас-ических невырожденных полупроводниках.

С ростом вырождения, определяющегося ростом значения приведенного хими-еского потенциала η, постепенно исключается действие механизма рассеивания на онах (электроны, участвующие в токе, имеют бо́льшую кинетическую энергию — на-одятся на высоких уровнях энергии в зоне). Таким образом, в случае сильного вырож-ения, которое имеет место как раз для образцов с большой концентрацией примесей, лавную роль, даже при низких температурах, играет рассеивание на решетке. Ре-еточную подвижность μ_L в случае вырождения можно выразить через соответствую-ую классическую подвижность $\mu_{L\text{кл}}$ следующей формулой:

$$\mu_L = \mu_{L\,\text{кл}} \frac{\sqrt{\pi}\, F_0(\eta)}{2F_{1/2}(\eta)},$$

де F_0 и $F_{1/2}$ — известные интегралы Ферми.

Вырождение, зависящее от приведенного химического потенциала, уменьшается ростом η. В области примесной проводимости η является приблизительно линейной ункцией $1/T$ (химический потенциал, равный $\eta \cdot kT$, почти не меняется с изменением емпературы), и учет вырождения будет с убыванием температуры сильно понижать аклон логарифма подвижности в функции логарифма температуры по сравнению с обыч-ым классическим полупроводником. В частных случаях это может привести к почти олному постоянству подвижности при низких температурах. При небольшом вырожде-ии надо учитывать оба механизма.

Экспериментальные данные для образца типа p с небольшим вырождением можно ыло количественно сравнить с приближенной экстраполяционной формулой, учиты-ающей оба механизма. Получено неплохое согласие экспериментальных данных и ассчитанных формул.

Нами рассматривался также затронутый здесь вопрос о положении примесных ровней в InSb с большой концентрацией примесей. Из постоянства концентрации но-ителей при низких температурах и положительного значения химического потенциала, ассчитанного на основании измерения термо-э. д. с., можно заключить, что примесные ровни в нашем случае, по всей вероятности, входят сравнительно глубоко в зону, оторая находится на фоне зоны проводимости в случае электронной проводимости на фоне основной зоны в случае дырочной проводимости.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

Н. А. ГОРЮНОВА и Б. Т. КОЛОМИЕЦ

НОВЫЕ СТЕКЛООБРАЗНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Как известно, в стеклообразном состоянии могут существовать мн
гие вещества.

Наиболее обширная группа практически важных стекол, состоящ
из сплавов окислов, таких, как SiO_2, Na_2O, CaO, PbO и т. п., исследова
весьма подробно.

Для целей оптической техники в последнее время изучались стек
на основе сульфидов мышьяка и германия [1, 2]. Возможность полу
ния стекол с частичной заменой сульфидов селенидами и теллурида
обсуждалась Вейлем [3].

Исследуя изменение электрических свойств химического соедине
$Tl_2Sb_2Se_4$ ($Tl_2Se \cdot Sb_2Se_3$) от изменения состава путем изоморфного
мещения одних элементов другими, мы обнаружили, что при полной
мене сурьмы мышьяком вещество состава $Tl_2Se \cdot As_2Se_3$ является аморфн
Изоморфное замещение в данном материале селена теллуром привел
получению целой группы аморфных веществ с составом, меняющимся
$Tl_2Se \cdot As_2Se_3$ до $Tl_2Te \cdot As_2Te_3$ (здесь и ниже формулы условные).

Дальнейшие исследования выявили еще ряд таких же аморфных
ществ в следующих системах:

1. $As_2Se_3 — Sb_2Se_3$
2. $As_2Se_3 — Tl_2Se$
3. $As_2Se_3 — As_2Te_3$
4. $As_2Se_3 — As_2S_3$
5. $As_2Se_3Tl_2Se — Sb_2Se_3Tl_2Se$
6. $As_2S_3 — Sb_2S_3$

Описание результатов исследования некоторых из этих систем част
но опубликовано [4], частью находится в печати.

Синтез упоминаемых в данной работе веществ проводился в эваку
рованных кварцевых ампулах. Взвешивание производилось с точност
до $2 \cdot 10^{-4}$ г. Чистота исходных веществ была следующей: Tl — 99,9
As (по данным спектрального анализа) содержал следы железа, сурь
и кремния; Sb — 99,95%; Te — 99,0%; сера и селен содержали о
ло 0,01% нелетучих примесей.

Режим синтеза сводился к выдерживанию сплавов в течение 1—2
при температуре плавления наиболее тугоплавкого из компонентов,
тем к прогреву до 850—950° и остыванию в течение 14 час в режиме е
ственного охлаждения выключенной печи.

Аморфные вещества изучавшихся систем имели раковистый изл
не давали остановок на кривых охлаждения, вытягивались в нити и
дувались в тонкие пленки. Совокупность упомянутых признаков д
нам возможность прийти к заключению, что исследуемые материал
аморфной структурой являются стеклами.

Эта точка зрения была подтверждена исследованиями структуры
вых веществ. Действительно, изучение рассеяния рентгеновых лучей
малыми углами, любезно проведенное по нашей просьбе проф. Е. А.
рай-Кошицем в Институте химии силикатов АН СССР, а также рен
носъемка обычным методом показали, что исследованные матери
являются типичными стеклами.

Содержание кристаллической и аморфной фаз в указанных выше системах различно. Границу между этими фазами можно назвать границей стеклообразования. Как показал опыт, для всех систем положение границы определяется не только химическим составом, но и режимом синтеза. Граница стеклообразования для ряда перечисленных выше систем нами была определена при режиме синтеза со скоростью охлаждения, равной в среднем 50—70° в час.

Граница стеклообразования для системы As_2Se_3—Tl_2Se, например, оказалась лежащей при 38% As_2Se_3.

В системе As_2Se_3 — Sb_2Se_3 граница стеклообразования лежит у веществ с значительно большим содержанием As_2Se_3 и т. д.

В схематическом виде граница стеклообразования для всех упомянутых систем, за исключением сложной системы $Tl_2Se \cdot Sb_2Se_3$ — $Tl_2Se \cdot AsSe_3$, изображена на рис. 1. Как это следует из данного рисунка, заштрихованная площадь включает в себя весьма большое число стеклообразных веществ. Эти вещества обладают различными физическими и физико-химическими свойствами в соответствии с непрерывно меняющимся составом.

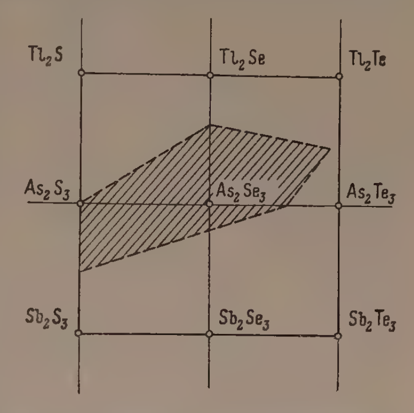


Рис. 1. Границы стеклообразования для тройных и четверных систем

Вопрос о количестве стеклообразных веществ, как нам кажется, является интересным. Можно сказать, что рис. 1 дает лишь ориентировочное представление о возможном их количестве, поскольку граница стеклообразования зависит, как указывалось выше, от химического состава и режима синтеза.

В проведенном исследовании каждая система была разбита на семь экспериментальных точек с соответствующим соотношением между бинарными или тернарными компонентами. В силу уже одного этого обстоятельства граница стеклообразования на рис. 1 является неточной.

Изменив режим синтеза, например, за счет изменения режима охлаждения, вплоть до режима закалки, можно значительно расширить границы стеклообразования, определяющие количество стеклообразных веществ.

Помимо этих двух факторов, определяющих количество стеклообразных веществ, имеется еще один, и притом весьма существенный. Рис. 1 очерчивает группу стеклообразных веществ, образованных бинарными компонентами стехиометрического состава. Проведенными исследованиями было установлено, что исследуемые стекла допускают значительное отклонение в составе от стехиометрического соотношения. В связи с этим количество стеклообразных веществ значительно увеличивается, и, естественно, увеличивается и разнообразие их свойств.

Дальнейшими исследованиями было установлено, что часть изучаемых материалов может быть получена как в стеклообразном, так и в кристаллическом состоянии, в зависимости от скорости охлаждения расплава. Особенно характерна такая структурная обратимость для веществ, которые по составу лежат на границе стеклообразования. Количество таких структурно обратимых веществ достаточно велико; оно может быть представлено довольно широкой полосой вдоль границы стеклообразования.

Кроме исследования границ стеклообразования, нами были обследованы некоторые электрические и фотоэлектрические свойства стекол в пяти системах из перечисленных выше на основе As_2Se_3.

Исследования показали, что характерной чертой этих, а также других стекол, существенно отличающей их от стекол на основе окислов сульфидов, является высокая проводимость. Так, например, стекло става $Tl_2Se \cdot As_2Te_3$ имеет проводимость порядка $10^{-3}\,\Omega^{-1}\,см^{-1}$, что по мешей мере в 10^8 раз выше проводимости оксидных стекол с максимальн электропроводностью.

Далее было установлено, что по всем признакам, помимо высо электропроводности, новые стекла являются типичными полупроводника Так, температурная зависимость проводимости этих веществ подчи ется экспоненциальному кону и все они облада заметной фотопроводи стью. Их проводимость жет иметь как электрон характер, так и дырочн Они обладают и термоэл тродвижущей силой.

Таблица 1

Системы	Пределы значений проводимости стекол, $\Omega^{-1}\,см^{-1}$	Границы положений максимумов спектральной чувствительности стекол, μ
$As_2Se_3 — As_2Te_3$	$10^{-13}—10^{-6}$	0,6—1,25
$As_2Se_3 — Tl_2Se$	$10^{-13}—10^{-7}$	0,6—1,1
$As_2Se_3 — Sb_2Se_3$	$10^{-13}—10^{-12}$	0,6—0,9
$Tl_2Se \cdot As_2Se_3 — Tl_2Se \cdot As_2Te_3$	$10^{-7}—10^{-3}$	1,0—1,2
$Tl_2Se \cdot As_2Se_3 — Tl_2Se \cdot Sb_2Se_3$	10^{-8}	0,95—1,15

В табл. 1 приведены п делы значений проводимо и границы положений м симумов спектральной ч ствительности стеклообр ных веществ изучен систем. Величина прово мости соответствует как жиму синтеза, так и имевшимся примесям и нарушению стехиомет при взвешивании.

О характере изменения проводимости и фотопроводимости с соста в стеклообразных веществах можно судить по рис. 2 и 3, относящимся к ной из наиболее детально изученных систем—$Tl_2Se \cdot As_2Se_3$—$Tl_2Se \cdot As_2T$ отличающейся значительным количеством стеклообразных веществ.

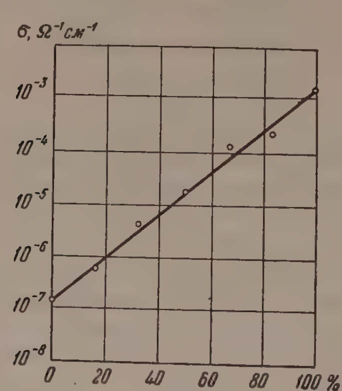


Рис. 2. Зависимость проводимости стекол от содержания Te в системе $Tl_2Se \cdot As_2Se_3$—$Tl_2Se \cdot As_2Te_3$. По оси абсцисс содержание Te

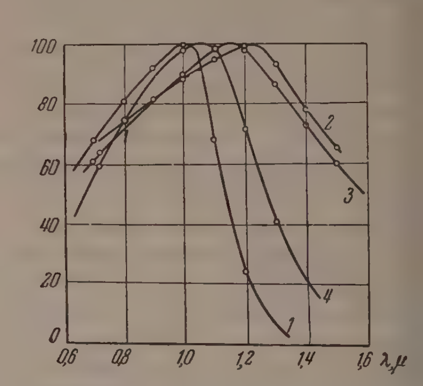


Рис. 3. Спектральное распределени внутреннего фотоэффекта в систем $Tl_2Se \cdot As_2Se_3$ — $Tl_2Se \cdot As_2Te_3$. *1*—$Tl_2Se \cdot As_2Se_3$, *2*—$Tl_2Se \cdot As_2Se_2T$ *3* —$Tl_2Se \cdot As_2SeTe_2$, *4* — $Tl_2Se \cdot As_2T$

Возвращаясь к рис. 1, на основании обследования электричес свойств можно утверждать, что значительное количество веществ, ле щих внутри границ стеклообразования, являются типичными полупро никами. Количество полупроводников можно широко варьировать за счет изменения состава, так и нарушения стехиометрии. Как пока опыт, например, по мере замены теллура селеном и серой проводим

кол падает, и мы переходим из области стекол-полупроводников в асть стекол-диэлектриков. В точности то же самое в обратном на- вление имеет место при замене серы селеном и теллуром и т. д.

Как уже говорилось выше, многие вещества, лежащие на границе сте- ообразования, можно получить как в стеклообразном, так и в кристал- еском состояниях. В ряде веществ этот переход сопровождается зна- ельными изменениями в электрических свойствах. В табл. 2 приво- тся данные о величинах проводимости различных веществ при переводе из кристаллического состояния в стеклообразное.

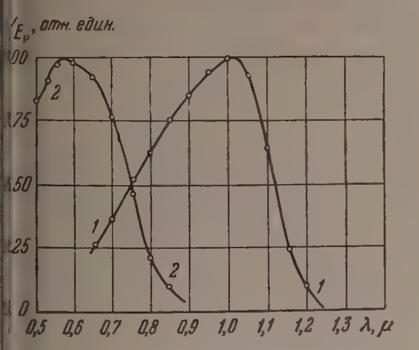
Как видно из табл. 2, пе- од из кристаллического тояния в стеклообразное жет сопровождаться как личением проводимости, и уменьшением, что, видимому, указывает на личие в характере вза- одействия компонентов при клообразовании в изучае- х системах.

Таблица 2

Химический состав	Проводимость, Ω^{-1} см$^{-1}$	
	стекло	кристалл
$2As_2Se_3 \cdot 3As_2Te_3$	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$	10^2
$As_2Se_3 \cdot 2Tl_2Se$	$7{,}5 \cdot 10^{-8}$	$7{,}2 \cdot 10^{-3}$
$2As_2Se_3 \cdot Sb_2Se_3$	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$	$2{,}5 \cdot 10^{-6}$
$Tl_2Te \cdot As_2Te_3$	$5{,}3 \cdot 10^{-8}$	$4{,}6 \cdot 10^{-1}$
$Tl_2Se \cdot \left(\frac{5}{6} As \frac{1}{6} Sb\right)_2 Se_3$	$2{,}2 \cdot 10^{-7}$	$2{,}0 \cdot 10^{-8}$

О характере изменений, еющих место в фотопрово- юсти при переходе из кристаллического в стеклообразное состояние, жно судить по рис. 4, в котором приведены данные, относящиеся составу $2As_2Se_3 \cdot Sb_2Se_3$.

Помимо электрических, на некоторых образцах были исследованы кже и оптические свойства. Предварительные данные о характере по-



. 4. Изменение спектральной ствительности при переходе $s_2Se_3 \cdot Sb_2Se_3$ из кристаллического состояния в аморфное (2); α — чув- ительность, $E_п$ — падающая энер- гия

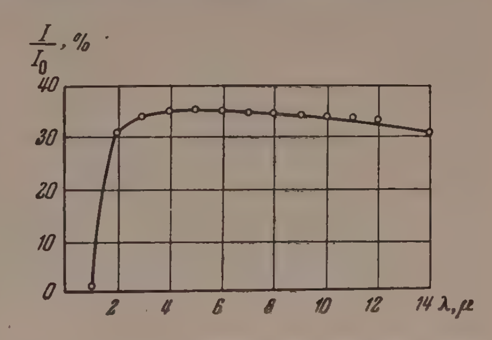


Рис. 5. Кривая пропускания для стекла состава $Tl_2Se \cdot As_2Se_{2,5}Te_{0,5}$

ощения в полупроводниковых стеклах, полученные в Институте кристал- графии *, указывают на отсутствие в них селективного поглощения в авнительно широкой области спектра.

В качестве примера на рис. 5 изображена кривая пропускания для кла состава $Tl_2Se \cdot As_2Se_{2,5}\ Te_{0,5}$ в виде пластины толщиной 0,29 мм. арактер пропускания стекол других составов мало отличается от при- ценного на рис. 5. С изменением химического состава граница поглоще- я смещается.

---

* Пользуемся случаем выразить благодарность Г. И. Дистлеру, любезности кото- го мы обязаны приводимыми данными.

В соответствии с химическим составом описываемые в данной ра стекла на основе сульфидов, селенидов и теллуридов, в отличие от ок ных стекол, можно назвать халькогенидными.

По физико-химическим свойствам новые стекла значительно отлич ся от оксидных. Так, например, интервал размягчения халькогени стекол лежит значительно ниже, чем интервал размягчения оксид и колеблется в пределах 100—230°.

По вопросу устойчивости халькогенидных стекол некоторые опы данные позволяют думать, что к ним можно применить положения, витые для оксидных стекол [5]. Так, например, стеклообразный А может быть легко переведен в кристаллическое состояние, тогда $Tl_2Se \cdot As_2Se_3$ в наших условиях не удалось закристаллизовать. Это м быть объяснено, если по аналогии с оксидными стеклами принять мальное значение 0,5 для числа атомов стеклообразующего катион один атом селена.

Возможно, что положение теории оксидных стекол о структу неэквивалентности мест, занимаемых ионами стеклообразующими и ми нестеклообразующими, можно будет применить для интерпрет электрических свойств халькогенидных стекол. Для этого, конечно обходим гораздо больший экспериментальный материал, чем тот, кот мы получили к настоящему времени.

По-видимому, представляют некоторый интерес двухфазные систем кристалл — стекло.

Селенид мышьяка в сплаве с рядом веществ образует двухфазные стемы, в которых As_2Se_3 находится в стеклообразном состоянии, а ветствующее вещество (полупроводник) — в кристаллическом. Такие фазные системы образуются, например, с PbS, PbSe, Cu_2Se, InAs, S и др. Одной из интересных особенностей этих систем является факт жения температуры плавления кристаллической фазы. Можно пр ложить, что в данном случае мы имеем дело с эвтектическим взаим ствием.

Вещества, лежащие на границе раздела стекло — кристалл, б даря простоте перевода их из стеклообразного состояния в криста ческое в настоящее время, как нам кажется, могут представлять ин в связи с изучением проводимости в твердых и жидких полупроводни

А. Ф. Иоффе еще в 1947 г. писал, что электрические свойства вещ определяются ближним порядком в расположении атомов, благодар му может не быть разницы между электрическими свойствами жидк твердых тел. Это положение было экспериментально подтверж А. Р. Регелем и его сотрудниками при изучении проводимости ряда проводников в жидком состоянии.

Существование стекол со свойствами полупроводников, которые дует рассматривать как переохлажденные жидкости, может служит полнительным фактом, подтверждающим идеи, высказанные А. Ф. Ио

В работе по изучению электрических и фотоэлектрических сво стекол принимали участие Т. Н. Венгель и студентка ЛГУ В. С. Ареф

Авторы выражают искреннюю признательность Д. Н. Наследов помощь и постоянный интерес к работе.

Ленинградский физико-технический
институт Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Frerichs A. J. Opt. Soc. Am., 43, 12, 1153.
2. Dennis L. M., Laubengauer A. N., J. Phys. Chem. 30, 1510 (1926)
3. Weyl W. A., J. Chem. Education, 27, 520 (1950).
4. Горюнова Н. А., Коломиец Б. Т., ЖТФ, 25, вып. 13 (1955).
5. Zachariasen, J. Am. Chem. Soc., 54, 3841 (1932).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. К. КИКОИН и Г. Д. ФЕДОРОВ

ОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ МАГНИЙ—ВИСМУТ

Соединения металлов II и V групп периодической системы элементов стехиометрической формулой, соответствующей нормальной валент-ости компонент, могут обладать решеткой с резко выраженной гетеро-олярной связью. Это обусловлено переходом валентных электронов от омов элемента II группы к атомам элемента V группы с образованием вухзарядных положительных ионов в первом случае и трехзарядных грицательных ионов — во втором. Ясно, что по своим электрическим оптическим свойствам такие соединения должны быть ближе к изоля-рам, чем к металлам. Эти соображения, высказанные ранее А.Ф.Иоффе [1], . И. Френкелем [2] и другими авторами, подтверждаются экспери-ентально.

Б. И. Болтакс и В. П. Жузе [3] подробно исследовали соединение g_3Sb_2 и показали, что оно является полупроводником примесного типа. озднее Мосс [4] вновь исследовал это соединение (на образцах в виде нких пленок) и пришел к выводу, что его свойства близки к свойствам оляторов. Эти результаты были подтверждены также в работе Буша, илигера и Винклера [5]. Можно полагать, что другие соединения ого типа должны обладать подобными же свойствами. Нами было предпри-ято исследование системы Mg—Bi, химически аналогичной системе g—Sb. На диаграмме состояния этой системы составу Mg_3Bi_2 соответствует зкий максимум температуры плавления, сходный с соответствующим ксимумом на диаграмме состояния системы Mg—Sb. Для того чтобы про-едить изменение свойств при переходе от чистых компонент, обладающих еталлическими свойствами, к соединению Mg_3Bi_2, мы использовали в шей работе метод С. А. Векшинского [6], позволяющий вести исследо-ние на образцах с непрерывно изменяющимися концентрациями ком-нент.

Приготовление образцов

Пленки Mg—Bi наносились испарением в вакууме на стеклянную пла-инку размером 35 × 70 мм². На специальном держателе-столике укреп-лась пластинка, а под ней помещались нагреватели из вольфрамовой оволоки, в которых располагались шарики из висмута и магния. Сто-к с пластинкой и нагревателями помещался под колпак вакуумной тановки. Перед опытом стеклянная пластинка подвергалась тщатель-й химической очистке. Непосредственно перед испарением пластинка двергалась обработке ионной бомбардировкой (в форвакууме) при пряжении около 1000 V. После очистки ионным разрядом под колпаком здавался высокий вакуум (10^{-6} мм рт. ст.) и производилось испарение мпонент.

Висмут испаряется из жидкой фазы, магний же сублимирует, не авясь. Принимались специальные меры к тому, чтобы испарение обо- металлов происходило одновременно и с постоянной относительной оростью. Толщина пленки и ее состав в разных местах пластинки рас-

считывались из тщательно определявшихся геометрии установки и испарившихся металлов [6].

Для того чтобы предотвратить изменение свойств полученных та образом пленок под действием атмосферного воздуха, пленки в некото случаях покрывались защитным слоем окиси кремния SiO. Такое покр производилось испарением в вакууме тотчас после получения пл Mg—Bi. Для этого под пластинкой помещали третий нагреватель, в рый загружалась смесь кварцевого порошка и кремния в количест определяемых формулой:

$$Si + SiO_2 = 2\,SiO.$$

При нагревании этой смеси до 1000—1100° SiO испаряется и покры тонким слоем пластинку с пленкой Mg—Bi. Защищенные таким разом пленки обладают достаточной стойкостью против атмосферных действий. Как известно, электрические и оптические свойства очень ких пленок значительно отличаются от свойств массивных обра тех же веществ, но при определенной для каждого вещества толщине аномалии исчезают.

Проведенные нами предварительные исследования показали, ч нашем случае «пленочные» эффекты исчезают при толщине пленок по ка 500—600 Å. Исследовавшиеся нами пленки всегда имели толщ не менее 1000 Å. Поэтому можно полагать, что пленочные эффекты не рали в наших опытах сколько-нибудь заметной роли. Из работ др авторов (например [7]) известно, что свойства пленок в условиях, логичных условиям наших опытов, не отличаются от свойств массив материала.

Прозрачность плёнок

Так как соединение Mg_3Bi_2 должно по своим свойствам приближ ся к диэлектрику, то можно было ожидать, что это скажется оптических свойствах этого соединения, в частности на его прозрачно

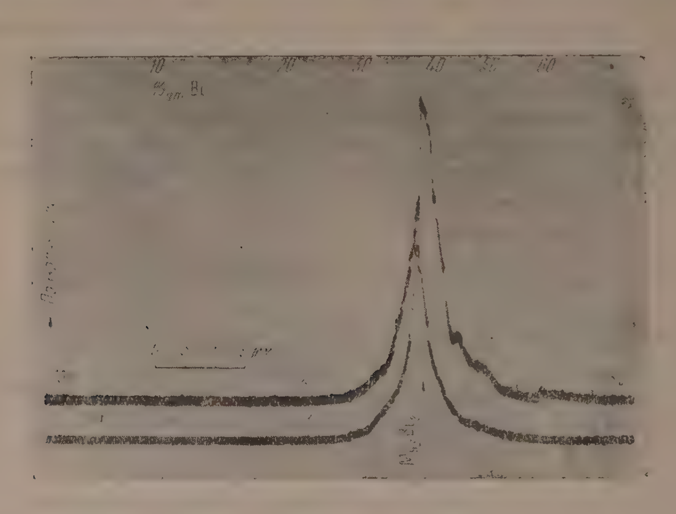


Рис. 1. Кривая прозрачности сплава Mg—Bi

Приготовленная описанным выше образом пленка Mg—Bi в самом де определенном месте содержала узкую прозрачную для видимого света лоску; остальные участки пленки были непрозрачны и обладали мета ческим блеском [8].

Расчет распределения компонент вдоль пластинки показывает, прозрачная полоса появляется в том месте, где состав соответствует

ометрической формуле Mg_3Bi_2. На рис. 1 представлена кривая проз-чности, снятая на записывающем микрофотометре системы М. А. Бло-на. На этом же рисунке нанесены рассчитанные значения атомных кон-нтраций. Кривые *1* и *2* сняты соответственно через 10 мин после сопри-сновения пленки с атмосферой и после 3-часового отжига в вакууме и температуре 230°. Пленки, к которым относятся эти кривые, лишены щитного покрытия. Кривые для защищенных слоев SiO пленок имеют кой же характер. Следует отметить, что спад прозрачности в сторону еличения концентрации магния несколько резче, чем в сторону избыт- висмута.

Абсолютная величина коэффициента прозрачности для белого света мпа накаливания) составляет 20—25%. Мы провели предварительные следования прозрачности также для пленок Mg—As, Ca—Bi и Ca—As щищенных слоем SiO). Во всех этих случаях образуется прозрачная лоса в области состава A_3B_2(A — элемент второй, B — пятой группы иодической системы).

Полученные результаты исследования прозрачности пленок Mg—Bi ли подтверждены также исследованием Г. А. Курова [9].

Описанные опыты с несомненностью показывают, что свойства сплавов -Bi по мере приближения к составу Mg_3Bi_2 (т. е. типа A_3B_2) теряют аллические свойства. Поэтому особый интерес представляют иссле-вания электрических свойств этой системы.

Электропроводность сплавов Mg—Bi

Исследование электропроводности сплавов в зависимости от состава оизводилось следующим образом.

Перед испарением металлов вдоль краев стеклянной пластинки нано-ся (испарением же) контактный слой металла, достаточно твердого и проч-держащегося на стекле (хром или магний). Средняя часть пластинки этом закрывалась фольгой. После этого полученные контактные по-ы частично закрывались фольгой и производилось испарение Mg и Bi , чтобы пленка Mg—Bi слегка перекрывала контактные полосы, об-уя таким образом надежный электрический контакт. Затем пленка циальным резцом на делительной машине разрезалась на полоски риной в 1,5 мм (иногда 1 мм), так что отдельные полосы оказывались ированными друг от друга. По расчету на каждую такую полоску ходился интервал концентраций около $2\%_{ат}$Bi.

К контактным частям полос прижимались в особом держателе сталь- пружины, а к последним припаивались токовые и потенциальные вода. Все эти провода подводились к коммутатору, при помощи кото- можно было присоединить к измерительной схеме поочеред-каждую полосу. Сопротивление измерялось обычным компенсационным дом при помощи высокоомного потенциометра.

Для предохранения пленки от воздействия атмосферного воздуха она сте с держателем помещалась в вакуум даже в том случае, когда она а покрыта слоем SiO. Таким образом, на воздухе пленка находилась ь в течение того времени, которое необходимо для монтажа (15—ин).

Принятая нами методика не позволяет измерять сопротивление, со-етствующее точно определенному составу. Но вид зависимости сопро-ения от состава этим способом может быть получен.

Было исследовано несколько десятков образцов. Качественно ход отивления с изменением состава во всех случаях одинаков. Количе-нного совпадения ожидать нельзя, так как разрезы на пленках, раз-ющие полосы, наносились в случайных местах, и обеспечить совпа-е интервалов концентраций на полосах было невозможно. На рис. 2 едены кривые зависимости сопротивления от состава для незащищен-

ной пленки. Как видно из кривых, составу Mg_3Bi_2 соответствует в резкий максимум. Другой, меньший максимум наблюдается вблизи центрации 50 $\%_{ат}$. Пребывание на воздухе приводит к значитель увеличению сопротивления в области максимума.

Влияние воздуха на проводимость пленок Mg—Bi наблюдал т Г. А. Курсв [9]. Однако приводимое им объяснение этого влияни разованием MgO и выделением висмута кажется нам ошибочным. Н указывает в своей р и И. В. Мочан [10]. С ет отметить, что пленки при темпер около 250° привод большей устойчи электрических св пленок, а также к ственному уменьш второго максимума н вой; по-видимому, эт зано с диффузио процессами упорядоч которые завершаютс отжиге. На рис. 3 дена кривая зависи сопротивления от с для пленки, защищ слоем SiO, предварит подвергавшейся о при 230° в течение На кривую нанесен зультаты многократн мерений, производив в течение 15 дней приготовления и о

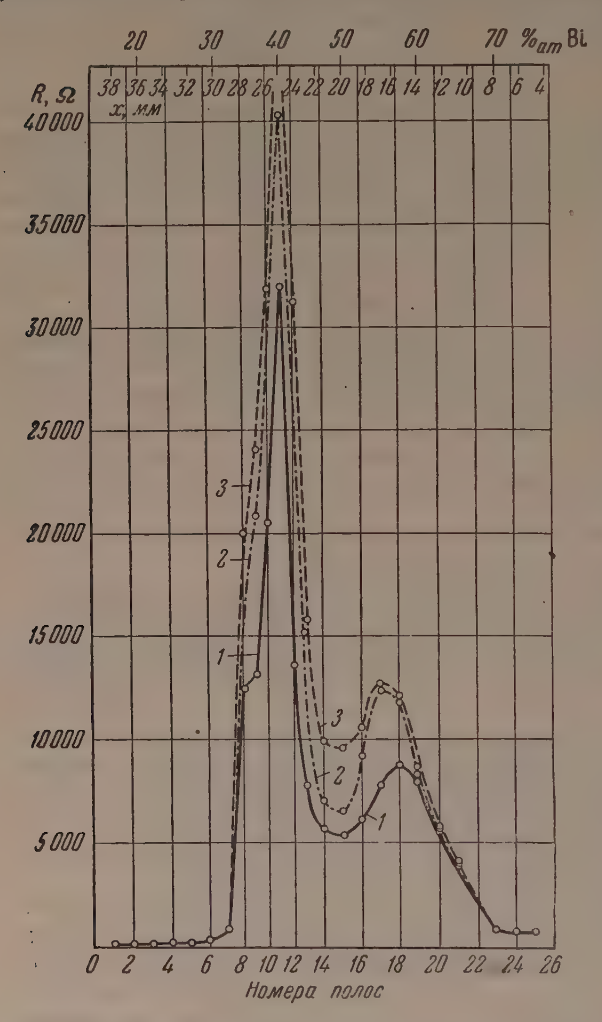


Рис. 2. Зависимость со ления от состава для щенной пленки Mg— снята через 7 час после товления, 2 — снята 31 час после пригото 3 — снята через 10 ча приготовления

Ни длительное пребывание на воздухе, ни неоднократные нагрева охлаждения не вызывают изменения свойств пленки. Это свидетель об эффективности защитного действия слоя SiO.

Удельное сопротивление для полосы, содержащей состав Mg_3Bi_2, вляет 10^{-1}—10^{-2} Ω см, т. е. на 4—5 порядков больше, чем у исходных лов. Разумеется, удельное сопротивление Mg_3Bi_2 значительно боль по принятой нами методике его нельзя определить.

Был проведен опыт с пленкой, полученной не одновременным и нием Mg и Bi, а последовательным нанесением слоев обоих вещес обычном в наших опытах режиме испарения. Пленка, полученн ким образом, не имеет прозрачной полосы, а максимум на кривой тивление — состав выражен крайне слабо. После отжига при 230 чение 1 часа сопротивление в максимуме (Mg_3Bi_2) возрастает в 3, а после повторного нагревания до 230° и 3-часовой выдержки пр

мпературе сопротивление в максимуме возрастает в 15 раз. Это показывает, что благодаря диффузии происходит не беспорядочное перемешивание атомов, а упорядочение с образованием устойчивых кристаллов Mg_3Bi_2. Прозрачная полоса, однако, при этом не образуется, вероятно, вследствие недостаточно высокой температуры отжига.

Температурная зависимость электропроводности

Для выяснения характера проводимости важно изучить ее температурный ход. Мы провели исследования температурной зависимости сопротивления пленок Mg—Bi в области температур от температуры жидкого азота до 200°. Для этих измерений пластинка с держателем помещалась в сосуд со шлифом, который в свою очередь помещался в электрическую печь. Образец нагревался излучением от печи. Для ускорения установ-

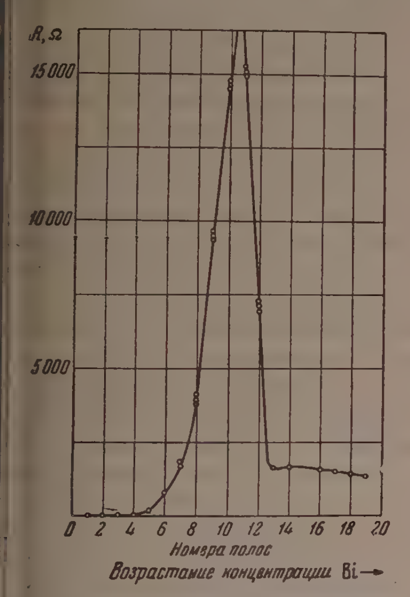


Рис. 3. Зависимость сопротивления от состава для пленки Mg—Bi, защищенной слоем SiO

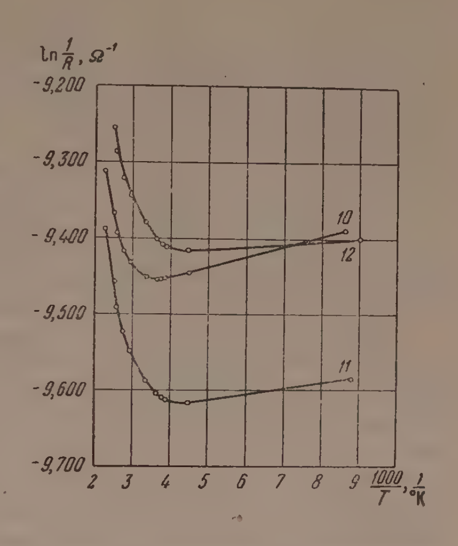


Рис. 4. Температурная зависимость электропроводности

ления равновесия латунные пластинки, составляющие держатель и прилегавшие к стеклянной пластинке с пленкой, были зачернены. При измерениях в области температур ниже комнатной сосуд с образцом помещался в дьюар с твердой углекислотой или жидким азотом. Температура пленки измерялась термопарой медь — константан, спай которой прилегал непосредственно к пластинке с пленкой. Измерения были произведены как на пленках, покрытых слоем SiO, так и не защищенных. Существенной разницы в результатах не наблюдается.

На рис. 4 представлена зависимость ln $1/R$ от $1/T$ (R — сопротивление, T — температура) для одной из исследованных пленок. Кривая, отмеченная цифрой *11* (номер полосы на образце), относится к полосе, содержащей состав Mg_3Bi_2, кривая *10* — к соседней полосе, более богатой висмутом, кривая *12* — к полосе с избытком магния.

Как видно из приведенных кривых, температурный коэффициент сопротивления участков пленки, близких к составу Mg_3Bi_2 имеет полупроводниковый характер. Что касается размеров области концентраций сплавов Mg—Bi с полупроводниковой проводимостью, то, по нашим измерениям, она оказывается довольно широкой. Именно она простирается со стороны избыточного висмута вплоть до концентраций в 80—85%$_{ат}$ висмута.

Со стороны избыточного магния интервал полупроводниковых спл значительно меньше — до 60%$_{ат}$ магния. Сплавы вне этой области ют нормальный (металлический) знак температурного коэффиц сопротивления. На рис. 5 представлены кривые температурного хо противления для трех полос с металлическим характером проводим На графиках указаны концентрации (средние) на этих полосах и ве ны температурного коэффициента сопротивления. Из кривых видно по мере приближения к полупроводниковой области концентраци личина температурного коэффициента уменьшается. Это обычная интерметаллических соединений закономерность (см. например

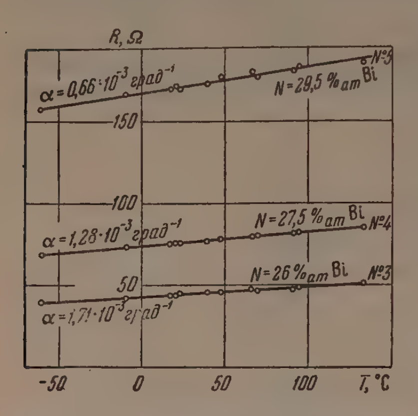


Рис. 5. Температурная зависимость сопротивления для полос с металлической проводимостью

Из рис. 4 видно, что для полос проводниковой области при темпера около 25° температурный коэффициен няет знак. Ниже этой точки «инвер температурный коэффициент очень а при более высоких температурах э ропроводность быстро растет с темпе рой. Такого рода зависимость эле проводности наблюдается для многих гих полупроводников ([12] и [13]).

Можно полагать, что левый уча кривых (высокие температуры) соо ствует собственной проводимости, а вый — примесной. Из наклона левой кривой рис. 4 можно определить, ка вестно, ширину запретной зоны или личину энергии активации ΔE. Из н кривых ΔE оказывается равной 0,06 eV. Следует, однако, иметь в что это значение относится к полосе пленки шириной в 1,5 мм, выреза вблизи состава Mg_3Bi_2, на которую приходится интервал концентр в несколько атомных процентов. Поэтому указанное значение ΔE ется в какой-то мере усредненным. Имея в виду, что всякое отклон от стехиометрического состава уменьшает энергию активации (см. и что наши измерения были проведены при температурах не выше можно полагать, что величина энергии активации соединения М порядка 0,1 eV. Столь малая энергия активации объясняется, быт жет, тем, что висмут является менее электроотрицательным элеме чем, например, сурьма, а известно, что энергия активации интерм лических соединений тем меньше, чем менее электроотрицательной стся одна из компонент и чем менее электроположительной — др

У пленок, полученных при неодновременном испарении компо знак температурного коэффициента сопротивления на всем ее прот нии положительный. Однако после отжига при 230° температурный фициент сопротивления полосы, включающей (по расчету) состав Mg изменяет свой знак, а величина сопротивления, как уже указыва сильно возрастает. Это указывает на то, что отжиг приводит к измен структуры пленки, вызывая постепенное образование соединения М со свойственной ему гетерополярной связью.

Термоэлектродвижущие силы в сплавах Mg—Bi

Для определения знака носителей тока полупроводниковых спл Mg — Bi мы исследовали термо-э. д. с. этих сплавов по отнош к меди. Для измерения термо-э. д. с. пластинка с нанесенной на ней кой укреплялась на специальном столике, который мог перемеща при помощи микрометрического винта. На поверхность пленки оп лись два медных термозонда с заостренными концами, прижимавши

пленке пружинами. Острия тщательно полировались, чтобы не вызвать повреждения пленки.

Разность температур между зондами создавалась нагревателями из никелиновой проволоки, намотанной на цилиндрическую часть зондов. Разность температур измерялась дифференциальной термопарой медь—константан, спаи которой крепились в углублениях на остриях, на расстоянии 2 мм от края; э. д. с. дифференциальной термопары измерялась потенциометром ПТ-1. Величина термо-э. д. с. пары пленка — медь измерялась при помощи потенциометра ППТВ-1. Передвигая пластинку с пленкой, можно было последовательно измерять термо-э.д.с. в различных местах пленки.

Предварительное измерение термо-э. д. с. на пленке чистых компонент Mg и Bi показало пригодность установки, так как полученные результаты совпадали с данными других авторов [14]. При толщинах пленок, превышающих для висмута 500 Å, а для магния 100 Å, термо-э. д. с. не зависит от толщины и по величине такая же, как у массивных материалов.

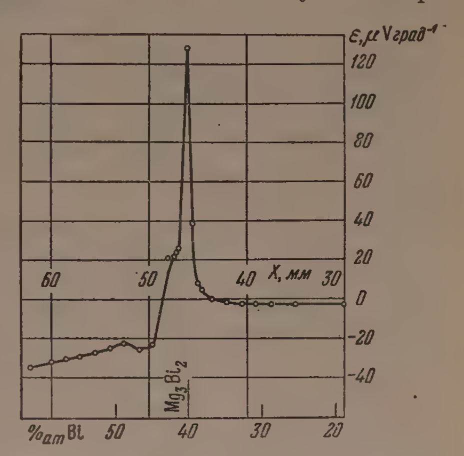


Рис. 6. Зависимость термо-э. д. с. от состава

На рис. 6 представлен график зависимости термо-э.д.с. пленок от состава. По оси абсцисс отложены координаты точек пленки. Здесь же приведены расчетные значения концентраций в атомных процентах висмута. Резко выраженный максимум термо-э. д. с. приходится на то же место пленки, где наблюдаются максимумы прозрачности и сопротивления. По величине термо-э. д. с. достигает значений около 150 μV град$^{-1}$. Знак термо-э. д. с. в области максимума положительный. По мере увеличения концентрации висмута, с одной стороны, и магния, с другой,— величина термо-э. д. с. резко уменьшается, меняет знак и постепенно приближается к значению для чистых висмута и магния. Знак термо-э. д. с. оказывается положительным во всей полупроводниковой области концентрации. Это свидетельствует о дырочном характере проводимости полупроводниковых сплавов Mg—Bi. Характерно, что дырочной проводимостью обладают как сплавы с избытком магния, так и сплавы с избытком висмута.

Дырочный характер проводимости подтверждается также проведенным нами исследованием вольт-амперной характеристики контакта металл — пленка Mg—Bi.

Выводы

Описанные выше опыты показывают, что сплавы Mg — Bi вблизи стехиометрического состава Mg_3Bi_2 являются полупроводниками примесного типа. Само соединение Mg_3Bi_2, как показывают оптические исследования, по своим свойствам близко к диэлектрику. Носителями тока в полупроводниковых сплавах Mg-Bi являются дырки, причем дырочный характер проводимости наблюдается при избытке любой из компонент. Тот факт, что температурный коэффициент сопротивления при низких температурах (ниже 25°) имеет металлический знак, может быть объяснен, если предположить, что акцепторные уровни примесей расположены настолько близко к верхнему краю заполненной зоны, что уже при низких температурах они оказываются занятыми электронами перебро-

шенными из этой зоны. Поэтому концентрация носителей тока (ды
остается постоянной, и температурный ход проводимости оказываетс
таллическим.

С методической точки зрения из наших опытов следует, что м
С. А. Векшинского хотя и не дает возможности определить некото
важные величины, характерные для полупроводников (подвижность
сителей и др.), но пригоден для целей предварительного быстрого ис
дования бинарных систем.

Кафедра физики
Уральского политехнического
института им. С. М. Кирова

Цитированная литература

1. Иоффе А. Ф., Юбилейный сборник, посвященный XXX годовщине Октя
ской революции, 1947.
2. Френкель Я. И., Введение в физику металлов, издание II. — Гос
техн.-теор. лит., 1950.
3. Болтакс Б. И., Жузе В. П., ЖТФ, 18, 1459 (1948).
4. Moss T. S., Proc. Phys. Soc., 63B, 63 (1950).
5. Busch G., Hulliger F., Winkler U., Helv. Phys. Acta, 27, 195 (19
27, 249 (1954).
6. Векшинский С. А., Новый метод металлографического исследова
сплавов.— Гостехиздат, 1944.
7. Мочан И. В., ЖТФ, 18, 1485, 1948.
8. Кикоин А. К., Федоров Г. Д., ДАН СССР, 92, 1163 (1953).
9. Куров Г. А., ДАН СССР, 94, 207 (1954); Куров Г. А. и Пинскер З
ДАН СССР, 94, 439 (1954).
10. Мочан И. В., ДАН СССР, 98, 579 (1954).
11. Болтакс Б. И., Жузе В. П., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 155 (1
12. Busch G., Junod P., Katz U., Winkler U., Helv. Phys. Acta. 27,
(1954).
13. Trendelenburg F., Z. f. Angew. Chem., 66, 520 (1954).
14. Justi E., Kohler M., Lautz G., Z. f. Naturforsch., 6a, 456 (1951); 6a
(1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

И. Г. ФАКИДОВ, Н. П. ГРАЖДАНКИНА и В. Н. НОВОГРУДСКИЙ

ЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ МАРГАНЕЦ—ГЕРМАНИЙ

Введение

I. Среди многочисленных ферромагнитных соединений переходных таллов особое место занимают соединения марганца и хрома с элемен-ии V и VI подгрупп периодической системы. Магнитные свойства та-х соединений, как MnS, MnTe, MnSb, MnP, MnN, CrS, CrTe, CrSb и , отличаются рядом специфических особенностей, позволяющих от-сти указанные соединения к классу ферримагнетиков.

Эти особенности, отличающие указанные соединения от ферромаг-гных металлов и сплавов и роднящие их в определенном смысле с ан-ерромагнетиками, обусловлены одновременным сосуществованием фер-иагнетизма и антиферромагнетизма в этих веществах. Кристаллическая шетка указанных соединений разбивается на две различные, в зависи-сти от типа кристаллической структуры, «магнитные» подрешетки с типараллельной намагниченностью, однако в каждой из подрешеток гнитные моменты всех магнитноактивных ионов ориентированы парал-льно друг другу. Отличная от нуля, результирующая самопроиз-ьная намагниченность кристалла в целом является следствием неэк-алентности магнитных моментов ионов переходного металла, распо-женных в различных «магнитных» подрешетках. Существенную роль этом играет косвенный характер обменного взаимодействия между ктронными спинами различных ионов, т. е. ферромагнитное и анти-ромагнитное состояние этих соединений определяется таким видом имодействия между магнитно-активными ионами, в котором сущест-ная роль принадлежит магнитно-нейтральным ионам.

Таким образом, для уточнения условий возникновения ферро- и ан-ерромагнетизма особенно важным является решение вопроса о вли-и типа кристаллической решетки, ее параметров (и связанного с этим енением характера химической связи) на магнитные свойства указан-с сплавов. Наличие обменного взаимодействия спиновых магнитных ентов, приводящего к антиферромагнетизму в этих веществах, не кет не сказаться на их электрических свойствах, подобно тому, как зывает влияние на электрические свойства ферромагнетиков взаимо-ствие между внешними электронами (электронами проводимости) нутренними электронами, играющими основную роль в ферромагне-ме.

Тем не менее нужно сказать, что электрические свойства указанных цинений до настоящего времени исследовались совершенно недоста-но. Вместе с тем комплексное изучение магнитных и электрических йств этих веществ, наряду с изучением их структуры, представляет омненный интерес. В настоящей статье мы приводим лишь некоторые ультаты проводимых нами более широких исследований электрических, ьваномагнитных, термоэлектрических, тепловых и магнитных свойств авов переходных металлов с элементами V и VI подгрупп периодиче-й системы.

II. Исследование электрических свойств сплавов марганца с
нием представляется важным по следующим двум причинам.

1. Сплавы марганца с германием как одним из представителей
группы, так же как и соединения марганца с элементами VI подг
имеют одну и ту же кристаллическую структуру типа Ni — As, а
им магнитным свойствам отличаются друг от друга: первые яв
ферромагнетиками, а вторые — ферримагнетиками. В этом случае
ствие однотипности кристаллической структуры на характер магн
взаимодействия будут влиять лишь различие расстояний между а
марганца и химическая природа магнитно-нейтральных атомов, от
которых зависит характер косвенного обмена. Эти особенности
очередь не могут не оказать своего влияния на электрические св
упомянутых сплавов.

2. Анализируя экспериментальные данные по структуре и маг
свойствам сплавов марганца с элементами VI и V подгрупп периоди
системы, Гийо [1] заметил, что антиферромагнитное взаимодейс
этих соединениях имеет место в том случае, когда расстояние меж
нами марганца, расположенных в одной магнитной подрешетке (
Mn_I), меньше, чем расстояние между ионами марганца (Mn_I — Mn
ставляющих две различные подрешетки. Значение расстояний Mn_I
при этом не должно превышать критическую величину 2,81 Å, вы
торой наступает ферромагнетизм.

По данным Кастелица [2], для сплава Mn_5 — Ge_3 расстояние
Mn_{II} = 3,08 Å, что говорит о невозможности появления антиферром
ного взаимодействия в этом соединении. В связи с этим, наблюда
уменьшение магнитного момента Mn в соединении Mn_5Ge_3 (M =
не обусловливается взаимной компенсацией моментов двух магнитн
решеток, а вызывается частичным заполнением $3d$ уровня Mn
ними электронами Ge, что, в свою очередь, должно привести к воз
вению гетерополярных сил связи. Наличие даже слабо выра
гетерополярных связей в этом соединении должно было бы резко с
ся на электрических свойствах сплава Mn—Ge данного состава.

Обзор литературы

До последнего времени система Mn—Ge исследовалась главны
зом с целью выяснения ее фазовых и структурных особенностей. П
большое внимание уделялось вопросу влияния германия на полим
превращения α-, β- и γ-марганца. Цвиккерт, Ян и Шуберт [3], и
диаграмму состояния системы Mn—Ge, установили, что при соотн
компонент 23,8, 28,6, 37,5 и 40%$_{ат}$ германия образуются четыре
металлических соединения: $Mn_{3,25}Ge$, Mn_5Ge_2, Mn_5Ge_3 и Mn_3Ge_2 (
Обнаруженные им слабые максимумы на диаграмме состояния п
пературах 920 и 932° соответствуют химическим соединениям M
Mn_5Ge_3. Соединения $Mn_{3,25}Ge$ и Mn_3Ge_2 образуются путем перит
ских превращений: Mn_3Ge_2 образуется при температуре 745° из
и расплава, содержащего 50,5%$_{ат}$Ge, а $Mn_{3,25}Ge$ при температу
из γ-твердого раствора и расплава, содержащего 23,8%$_{ат}$ Ge.
ные химические соединения образуют друг с другом ряд эвтектик.

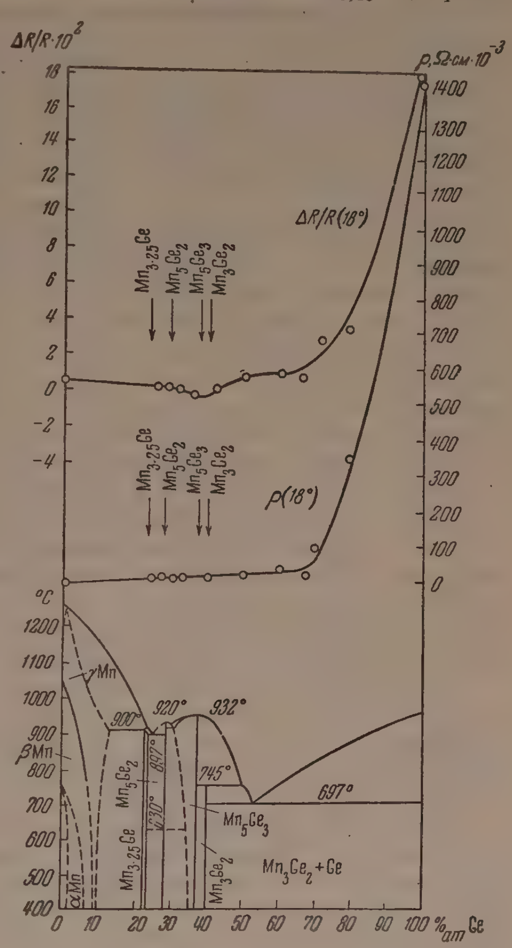
$Mn_{3,25}Ge$ и Mn_5Ge_2 при температуре 897° и 24,5%$_{ат}$ Ge обра
тектику, которая легко распадается при закалке сплава в воде.
и Mn_5Ge_2 также образуют эвтектику, эвтектическая точка при
жит при температуре 915° и 29%$_{ат}$ Ge. Эвтектика химического
ния Mn_3Ge_2 и германия образуется при температуре 637° и 52,5
мания. Что же касается возможности образования твердых ра
Mn_5Ge_3 с Mn_5Ge_2 и Mn_3Ge_2, то до настоящего времени этот воп
не выяснен. Установлено только, что Mn_5Ge_2 может образовыват

ые растворы с Mn_5Ge_3, однако область их однородности очень мала при омнатных температурах.

Рентгеновским анализом было установлено, что соединение $Mn_{3,25}Ge$ меет гексагональную, плотно упакованную решетку. Образцы, прошедие длительную термическую обработку, обладают сверхструктурой.

Соединение Mn_5Ge_2 имеет кристаллическую структуру Ni — As-типа. ысокотемпературный нагрев, так же как в соединении $Mn_{3,25}Ge$, привоит к образованию сверхструкуры. При помощи микрострукурного анализа было установено, что при температуре 630° соединении Mn_5Ge_2 происхоит полиморфное превращение, результате которого изменяется взаимная ориентация кригаллов. Образцы, закаленные т температуры выше темперары указанного превращения, личаются от отожженных об-азцов однородной ориентацией ристаллов один относительно ругого. Кристаллическая струура Mn_5Ge_3, ранее считавшася структурой Ni—As-типа, действительности, как показ Кастелиц [2], является руктурой типа $D8_8$, аналочно Mn_5Si_3.

За исключением структурих особенностей системы Mn—, физические ее свойства иседованы очень мало. Цвиккерт, и Шуберт [3] при исследоваи диаграммы состояний этой



с. 1. Диаграмма состояний сплава —Ge; зависимость удельного сопротивления и изменения сопротивлен в магнитном поле от состава сплава

стемы заметили, что низкотемпературная модификация Mn_5Ge_2 и соединие Mn_5Ge_3 сильно ферромагнитны. В связи с этим было высказано едположение, что фазы промежуточного состава между Mn_5Ge_2 и Mn_5Ge_3, е. сплавы, лежащие в интервале концентраций $28{,}6 \div 37{,}5\%_{ат}$ германя, должны быть, по-видимому, также ферромагнитны. Других ферроагнитных сплавов в этой системе не было обнаружено.

В более поздних работах Кастелица [4] исследуются магнитные свойва соединения Mn_5Ge_3; при этом были измерены температурная зависимость намагниченности в интервале температур $90 \div 193°$ K, определена пература Кюри ($\theta_f = 320°$K) и магнитный момент марганца в исследемом соединении ($M = 2{,}57\,\mu$B).

Несмотря на то, что в литературе имеется указание на существование е одного ферромагнитного соединения (Mn_5Ge_2) и фаз прилегающего тава, однако, никаких данных по исследованию их магнитных и электических свойств мы не нашли.

Приготовление образцов и методика измерений

Сплавы Mn—Ge различного химического состава были получены
влением мелко истолченных и тщательно перемешанных порошко
ганца и германия в откачанных и отпаянных кварцевых ампулах.
ным материалом служил электролитический марганец следующего
ческого состава: Mn — 99,8%, S — 0,07%, C — 0,07%, P — 0

Для удаления газов и остаточных окислов марганец перепла
в высоком вакууме.

О чистоте применяемого нами германия можно судить по ве
удельного электрического сопротивления, которое при температу
было равно 1,43 Ω·см. Химический анализ германия показал след
Ge > 99,972%; Si < 0,0004%; Al < 0,0004%; Fe < 0,001%; As < 0,001%

Термический режим получения сплавов оказывал сильное вл
на их физические свойства. Согласно диаграмме состояний (см. р
температура плавления сплавов Mn—Ge различного химического с
(от 25,2 до 80%$_{ат}$ Ge) лежит в интервале температур 930÷850°. В
с этим, термический режим получения сплавов был следующий: с
нагревались выше их температур плавления на 100° и выдержи
при этой температуре в течение 2 час, затем температура медленно
жалась, и при температурах ниже соответствующих точек плавлени
исходила выдержка в течение 3 час для гомогенизации сплава, посл
сплавы медленно охлаждались вместе с печью.

В результате было изготовлено и исследовано 12 сплавов следу
состава: 25,2, 27,8, 30, 33,3, 40,8, 50, 60,4, 67,3, 69,2 и 80%$_{ат}$
ния. При этом все полученные сплавы Mn-Ge оказались ферромагнит
но температуры Кюри для различных сплавов были различны.
лось, что температура Кюри для сплавов с содержанием германия
до 33,3%$_{ат}$ одинакова для всех сплавов указанного состава и лежи
ласти +25°. Таким образом, ферромагнетизм сплавов указанных со
обусловлен наличием одной ферромагнитной фазы, по-видимому, М

Температура Кюри для сплавов с содержанием германия 37÷
равна +50°, что говорит о том, что носителем ферромагнетизма в д
интервале составов является соединение Mn_5Ge_3. Сплавы Mn—Ge с
шим содержанием германия (выше 50%$_{ат}$ Ge) имеют две точки
— 185° и —12°.

Предположение о том, что в данном случае мы имеем дело с двум
ромагнитными фазами, имеющими различные температуры Кю
оправдалось. Исследования микрошлифов* и микротвердости указ
соединений показали, что все сплавы с содержанием германия от
80%$_{ат}$ имеют всего лишь две структурные составляющие: герм
химическое соединение Mn_3Ge_2. Таким образом, ферромагнитное
ние указанных сплавов может быть обусловлено соединением
и имеет место лишь в ограниченном интервале температур — 185°÷
причем нижняя температурная граница существования ферромагн
состояния отличается от 0° K и имеет конечное значение. Следоват
в случае сплавов Mn-Ge с содержанием германия выше 50%$_{ат}$
говорить о «высокотемпературном» и «низкотемпературном» маг
превращении.

Измерения электрических свойств выполнялись на образцах, и
ленных путем вырезывания и шлифовки тонких пластин из соответств
сплавов. Все измерения велись потенциометрическим методом на по

---

* Состав травителя для сплавов, содержащих германия более 30%$_{ат}$, был
щим: 15 г хлорида железа ($FeCl_3$), 3 г тетраамминаката хлористой меди ([Cu(NH
50 см^3 соляной кислоты (HCl) и 25 см^3 воды.

Сплавы, содержащие германия менее 30%$_{ат}$, травились 0,5%-ным раствор
ной кислоты в спирте.

ном токе. Для исключения ошибок, связанных с побочными эффектами, измерения сопротивления производились при двух направлениях компенсационного тока, а э. д. с. Холла определялась при двух направлениях магнитного поля и тока в образце. Максимальная напряженность магнитного поля при этом достигала 22000 Oe.

Результаты измерений и их обсуждение

Измерения электропроводности сплавов Mn—Ge были проведены нами в интервале температур 77÷400° K. При этом мы изучали изменение величины электропроводности и ее температурного коэффициента в зависимости от химического состава сплава, т. е. от количества германия, входящего в сплав. На рис. 1 и в таблице сопоставлены значения удельно-

Удельное электрическое сопротивление некоторых образцов Mn—Ge при температуре 18°

Состав образца				ρ, $\Omega\cdot$см$\cdot10^{-4}$
%ат		%вес		
Mn	Ge	Mn	Ge	
100	0	100	0	3,8
74,8	25,2	69,17	30,83	4,2
72,18	27,82	66,25	33,75	5,4
70,0	30,0	66,8	36,2	6,8
66,74	33,26	60,28	39,72	7,9
59,21	40,79	52,34	47,66	13,7
50,0	50,0	43,1	56,90	237,0
39,75	60,35	33,2	66,8	342,0
32,66	67,34	26,84	73,16	116,0
31,8	69,2	25,19	74,81	1050,0
20,0	80,0	15,9	84,1	3510,0
0	100	0	100	14300,0

го электрического сопротивления и химический состав исследованных нами сплавов при температуре 18°. На этом же рисунке приведена зависимость изменения сопротивления в магнитном поле ($\Delta R/R$) от содержания германия в сплаве и диаграмма состояния Mn—Ge.

Из приведенной таблицы следует, что величина удельного электрического сопротивления сплавов Mn—Ge растет по мере увеличения германия. Причем этот рост становится более заметным, начиная с 40%$_{ат}$ германия, что может быть объяснено наличием германия в эвтектике Mn_3Ge_2 + Ge. Особенно резкое возрастание ρ с увеличением содержания германия происходит у сплавов, богатых германием (более 66,6%$_{ат}$); в этом случае увеличение удельного электрического сопротивления пропорционально увеличению германиевой фазы. Более отчетливо это влияние германия на электропроводность исследуемых сплавов проявляется при изучении изменения электрического сопротивления в магнитном поле в зависимости от химического состава исследуемых сплавов, о чем будет сказано ниже (см. рис. 1).

Следует обратить особое внимание на характер зависимости удельного электрического сопротивления от химического состава в системе Mn—Ge в интервале концентраций 20÷40 %$_{ат}$ Ge. Абсолютная величина удельного электрического сопротивления этих сплавов близка к значению ρ чистого марганца ($3{,}8\cdot10^{-4}\Omega$ см). Отсутствие отчетливых максимумов удельного электрического сопротивления на кривой зависимости ρ от состава, которые должны были бы соответствовать составам: $Mn_{3,25}$ Ge, Mn_5Ge_2, Mn_5Ge_3 и Mn_3Ge_2, позволяет предположить, что мы имеем дело с соединениями, обладающими металлическим характером проводимости. Если бы

$Mn_{3,25}Ge$, Mn_5Ge_2, Mn_5Ge_3 и Mn_5Ge_2 были типичными химическими единениями с сильными ионно-гомеополярными связами, то отступле от точного стехиометрического состава должны были бы резко повыс электропроводность сплава, так как при этом изменение электропро ности обусловливалось бы изменением концентрации носителей ток изменение их подвижности играло бы здесь второстепенную роль. Та образом, абсолютная величина удельного электрического сопротивле и ее зависимость от состава позволяют сделать заключение, что иссл ванные соединения имеют металлический характер проводимости.

С этим заключением согласуются и данные по температурному ко циенту электрического сопротивления, хотя на первый взгляд иссл

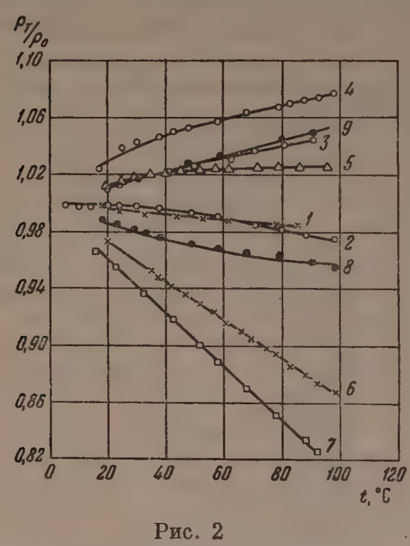


Рис. 2

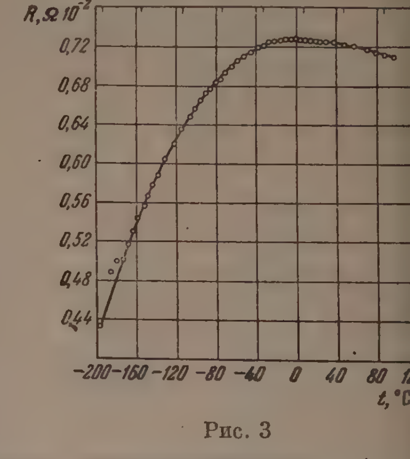


Рис. 3

Рис. 2. Температурная зависимость относительного электросопротивления ρ_T / ρ_0 с вов Mn—Ge различного состава: *1* — 25,2%$_{ат}$ Ge, *2* — 27,8%$_{ат}$ Ge, *3* — 30%$_{ат}$ *4* — 33,26%$_{ат}$ Ge, *5* — 40,79%$_{ат}$ Ge, *6* — 50%$_{ат}$ Ge, *7* — 60,35%$_{ат}$ Ge, *8* — 67,34%$_{ат}$ *9* — 69,2%$_{ат}$ Ge

Рис. 3. Температурная зависимость электросопротивления сплава Mn—Ge, содержа 27,82%$_{ат}$ Ge

ванная нами температурная зависимость удельного электрического со тивления сплавов Mn-Ge различного состава в интервале темпера 273÷400° K имеет довольно сложный характер. Как можно видеть из рис с изменением состава сплава четыре раза изменяется знак температ ного коэффициента удельного электрического сопротивления ρ. Спла содержанием германия 25,2 %$_{ат}$ имеет отрицательный знак: $\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho}{dT}$.

При увеличении германия до 30 %$_{ат}$ происходит изменение зн $\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho}{dT}$ на обратный, и в данном случае исследуемое вещество ведет с как металл.

Начиная с 50÷67,34 %$_{ат}$ Ge, сплавы Mn—Ge в данном интервале т ператур имеют характерную для полупроводников температурную висимость удельного электрического сопротивления с отрицательн знаком температурного коэффициента. У Mn—Ge, содержащ 69,2%$_{ат}$ Ge, знак $\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho}{dT}$ снова изменяется на положительн Картина значительно проясняется при исследовании температурной висимости ρ в более широком температурном интервале.

Проведенные нами исследования температурной зависимости электро-
роводности в интервале температур $77 \div 400°$ K показали, что исследо-
нные нами вещества по своим электрическим свойствам могут быть от-
сены к классу полуметаллов.

На рис. 3 приведена зависимость $\rho = f(T)$ для сплава Mn-Ge, содер-
щего 27,82 $\%_{ат}$ Ge. Из этой кривой видно, что с изменением температуры
77 до 400° K происходит изменение не только величины удельного
ктрического сопротивления, но при температуре $T = 0°$ происходит
менение знака температурного коэффициента электропроводности. Об-
зцы с содержанием германия 67,34 $\%_{ат}$ имеют отрицательный темпера-
рный коэффициент электропроводности также лишь в ограниченной
ласти температур. С дальнейшим ростом температуры температурный
эффициент убывает, а затем изменяет свой знак при температуре — 160°.
лавы с содержанием германия 30, 33, 26 в 40, 79 $\%_{ат}$ имеют положи-
льный температурный коэффициент электрического сопротивления,
ичем чрезвычайно малое значение $\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho}{dT}$ у сплава с содержа-
ем Ge 40,79 $\%_{ат}$ указывает на то, что в области температур 100—150°
жет произойти изменение знака $\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho}{dT}$. Подобная температурная
исимость наблюдалась ранее у PbS и Cr—S [5, 6].

Эти результаты позволяют сразу высказать естественное предположе-
, что исследованные вещества при низких температурах должны иметь
ктроны в полосе проводимости. Уменьшение электропроводности с ро-
м температуры обусловлено при этом, как и в металлах, изменением
ины свободного пробега и эффективной массы носителей тока, т. е. изме-
нием подвижности электронов проводимости. С повышением темпера-
ы концентрация носителей тока начинает возрастать, в результате
о электропроводность при высоких температурах определяется, как
полупроводниках, не только изменением подвижности электронов про-
имости, но главным образом изменением их числа в полосе проводи-
ти за счет внутренней тепловой ионизации. Эти особенности темпе-
урного хода электропроводности позволяют отнести исследованные ве-
ства к классу так называемых полуметаллов.

Учитывая возможность получения при помощи гальваномагнитных
ектов важных сведений для выяснения механизма проводимости ве-
тв, а также возможность использования этих эффектов в качестве
ствительного индикатора структурных состояний, представлялось ин-
есным исследовать влияние напряженности магнитного поля на изме-
ие электрического сопротивления в магнитном поле $\Delta R/R$ и постоян-
Холла R для различных сплавов Mn-Ge.

В результате проведенных измерений выяснилась весьма характер-
общая закономерность (рис. 4 и 1).

Сплавы, содержащие германия от 25,2 до 40,79 $\%_{ат}$, имеют отрицатель-
знак эффекта изменения сопротивления в магнитном поле, т. е. они
адают характерной только для ферромагнетиков зависимостью $\Delta R/R$
H. У образцов, содержащих 50 $\%_{ат}$ германия и выше, $\Delta R/R > 0$ и за-
имость изменения электрического сопротивления от напряженности
нитного поля квадратичная (в слабых полях), т. е. типичная для не-
ромагнитных проводников. Объясняется это, очевидно, тем, что в
авах с большим содержанием германия гальваномагнитные эффекты
еделяются в основном чистым германием, который является одной из
ктурных составляющих сплава, а также входит во вторую составля-
ю — эвтектику из чистого германия и химического соединения
Ge_2. На это указывает также и то, что величина $\Delta R/R$ резко возрастает
величением концентрации германия, при этом знак эффекта изменения
отивления в магнитном поле положителен независимо от взаимного
оложения тока в образце и внешнего магнитного поля.

($\Delta R/R>0$, как при $H \perp I$, так и при $H \parallel I$).

Сплавы Mn—Ge, содержащие 25,2 $\%_{ат}$, 27,8, 30, 33,26 и 40,79 $\%_{а}$ имеют одинаковые (отрицательные) знаки $\Delta R_{\perp}/R$ и $\Delta R_{\parallel}/R$, что мо объяснить влиянием парапроцесса, так как точка Кюри для всех сплавов лежит в области комнатных температур. Представленная на р температурная зависимость $\Delta R_{\perp}/R$ сплава Mn—Ge с содержанием 33,2 Ge является иллюстрацией вышесказанному. Как видно из приведен кривых, температура Кюри этого сплава равна $+25°$, так как при температуре все кривые имеют резкий минимум. В связи с этим, уже отмечалось выше, особенности зависимостей $\Delta R_{\perp}/R$ и $\Delta R_{\parallel}/R$ от пряженности магнитного поля и пературы можно объяснить влия парапроцессов. Действительно, зультаты измерений хорошо укл

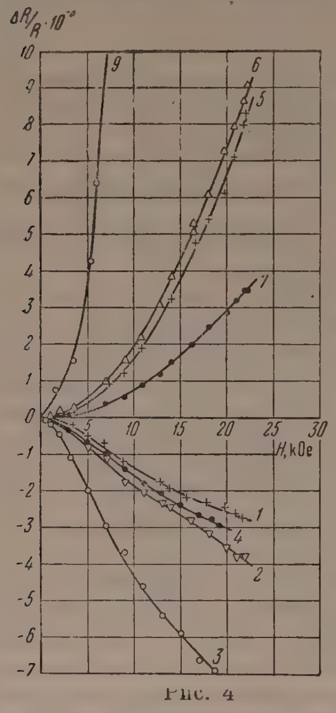


Рис. 4

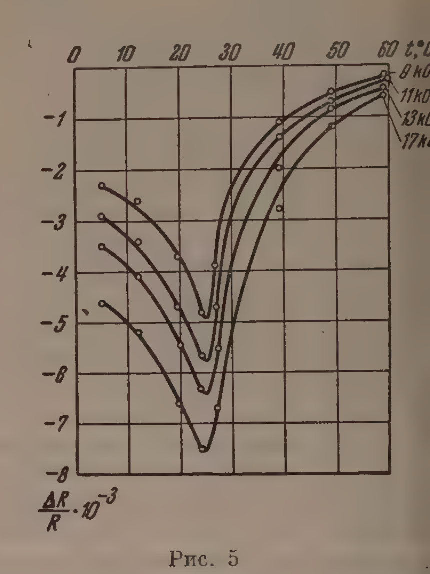


Рис. 5

Рис. 4. Изменение электросопротивления в поперечном магнитном поле сп Mn—Ge различного состава: 1 — 25,2$\%_{ат}$ Ge, 2 — 30$\%_{ат}$ Ge, 3 — 33,26% 4 — 40,79$\%_{ат}$ Ge, 5 — 50$\%_{ат}$ Ge, 6 — 60,35$\%_{ат}$ Ge, 7 — 67,34$\%_{ат}$ Ge, 8 — 69,2%

Рис. 5. Температурная зависимость $\Delta R_{\perp}/R$ сплава Mn—Ge, содержащего 33,26%

ваются в характерные зависимости четных эффектов, относящихс области парапроцесса. Согласно теории Акулова [7], мы имеем:

$$\frac{\Delta R}{R} = a H^{2/3} \text{ в точке Кюри,}$$

$$\frac{\Delta R}{R} = b H^{2} \text{ выше точки Кюри,}$$

$$\frac{\Delta R}{R} = c H \text{ ниже точки Кюри.}$$

На рис. 6 в качестве примера представлены результаты сопоставл зависимостей (1). (2) и (3) с данными наших измерений.

Как видим, теоретическая кривая довольно хорошо воспроизве ход экспериментальной (при этом $a = 1{,}13\cdot 10^{-5}$, а $b = 0{,}98\cdot 10^{-11}$)

Для того чтобы получить сведения о концентрации носителей тока и их подвижности на ряде образцов, был измерен эффект Холла, причем для вычисления концентраций носителей заряда исходили из предположения наличия носителей одного только знака, так как все исследованные нами образцы всегда обладали электронным характером проводимости как по знаку эффекта Холла, так и по знаку термоэлектродвижущей силы.

Кроме того, используя измеренные нами зависимости изменения сопротивления в магнитном поле ($\Delta R/R$), была произведена оценка подвижности носителей тока для данных, относящихся к слабым магнитным полям по известной формуле [6] для проводников с одним знаком носителей тока. Вычисленные таким образом значения подвижностей и концентраций носителей тока изменяются в зависимости от состава сплава Mn—Ge и лежат в следующих пределах: $n = 1{,}3 \cdot 10^{17} \div 1{,}6 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, $u = 400 \div 1700$ см^2 V^{-1}/сек$^{-1}$.

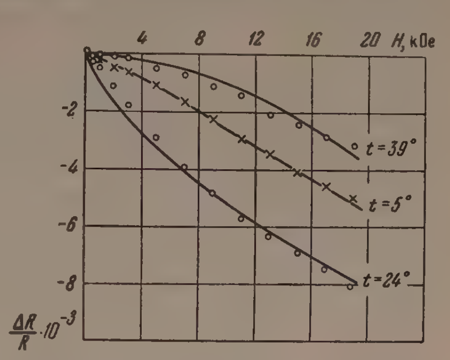


Рис. 6. Зависимость $\Delta R_{\perp}/R$ сплава, содержащего 33,26$\%_{\text{ат}}$ Ge, от напряженности магнитного поля при различных температурах. Сплошная кривая — теоретическая, точки — экспериментальные данные

Выводы

Ввиду того, что данных для полного количественного анализа электрических свойств сплавов Mn—Ge еще недостаточно, целесообразно пока ограничиться регистрацией ряда особенностей электрических свойств исследованной системы, которые сводятся к следующему.

1. Установлено, что по абсолютной величине удельного электрического сопротивления (10^{-4} —1,4 Ω·см) исследованные вещества занимают промежуточное положение между металлами и полупроводниками. На основании анализа полученных зависимостей ρ и $\Delta R/R$ от химического состава сплава и температуры делается предположение о наличии металлического типа связей в соединениях: $Mn_{3,25}Ge$, Mn_5Ge_2, Mn_5Ge_3 и Mn_3Ge_2.

2. По знаку термоэлектродвижущей силы и эффекта Холла было установлено, что все исследованные вещества относятся к типу электронных проводников. Концентрация носителей тока в них лежит в пределах $10^{17} \div 10^{19}$ см$^{-3}$. Величина подвижности электронов проводимости порядка $400 \div 1700$ см^2 V^{-1} сек$^{-1}$.

3. Температурные измерения электропроводности показали, что сплавы Mn—Ge по своим электрическим свойствам принадлежат к классу полуметаллов и в области температур $77 \div 400°$ K имеют постоянное число носителей электрического тока, энергия которых лежит в полосе проводимости.

4. Установлено, что в данной системе имеются три ферромагнитные фазы, соответствующие соединениям: Mn_5Ge_2, Mn_5Ge_3 и Mn_3Ge_2. Соединение Mn_3Ge_2 имеет две температуры ферромагнитного превращения: $\theta_{f_1} = -185°$ и $\theta_{f_2} = -12°$.

Авторы благодарны С. С. Левиной за помощь при изготовлении микрошлифов сплавов и измерении их микротвердости.

Институт физики металлов
УФАН СССР

Цитированная литература

1. Guilland Ch., C. R., 235, 468—70 (1952), Rev. Modern Phys., 25, 119 (1
2. Castellir L., Z. Metallkunde, 46, 199 (1955).
3. Zwieckert U., Jahn E., Schubert K. Z., Metallkunde, 40, 433 (1
4. Castellir L., Mh. Chem., 82, 1059 (1951); 84, 765 (1953).
5. Дунаев Ю. и Маслаковец Ю., ЖЭТФ, 17, 901 (1947).
6. Факидов И. Г., Гражданкина Н. П., ДАН СССР, 63, 27 (1948)
7. Акулов Н. С., Ферромагнетизм, стр. 144, 158 — Гостехтеоретиздат, 193
8. Seitz F., Phys. Rev., 79, 372 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Х. И. АМИРХАНОВ, Р. И. БАШИРОВ, А. З. ДАИБОВ
и И. М. ЦИДИЛЬКОВСКИЙ

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

(Краткое содержание доклада)*

С 1952 г. авторами исследовались термомагнитные явления у ряда полупроводников: сульфида, селенида, теллурида свинца, закиси меди, селенидов и теллуридов висмута, теллура, германия. Показано, что эффект Нернста — Эттингсгаузена позволяет вычислить подвижность носителей тока, выяснить, какой механизм рассеяния носителей тока (на акустических или оптических колебаниях решетки, на нейтральных или ионизованных примесях) доминирует в данной температурной области. Теоретически предсказан и экспериментально изучен новый термомагнитный эффект — продольно-поперечный. Подробно проанализированы случаи смешанной проводимости и показано, что эффект Нернста — Эттингсгаузена позволяет и в этом сложном случае получить сведения о величине и температурной зависимости подвижности носителей тока.

ПРЕНИЯ ПО ДОКЛАДУ Х. И. АМИРХАНОВА, Р. И. БАШИРОВА, А. З. ДАИБОВА и И. М. ЦИДИЛЬКОВСКОГО

П. И. Баранский.— Какие имеются прямые и косвенные доказательства утверждения, что в исследованном Вами p-Ge при низких температурах проявлялось рассеяние на нейтральных примесных центрах? Применялся ли с этой целью метод меченых атомов?

И. М. Цидильковский.— Прямых доказательств наличия в образце нейтральных примесей, на которых рассеяние носителей тока может стать при низких температурах преобладающим, у нас нет: меченых атомов мы не имели в своем распоряжении. Наши доказательства преобладания рассеяния носителей тока на нейтральных центрах в p-Ge при низких температурах основываются на следующих фактах: при понижении температуры ниже 160° K подвижность дырок, определенная по эффекту Холла, почти не изменяется, а поле Нернста — Эттингсгаузена асимптотически приближается к нулю. А так как в проводимости при столь низких температурах в германии участвует один вид носителей тока (дырки), то аннулирование эффекта Нернста—Эттингсгаузена может иметь место лишь при $n \to 1$ (n — показатель степени в зависимости длины свободного пробега носителя тока l от скорости v : $l \approx v^n$). Оба эти факта находятся в хорошем соответствии с известной формулой Эргинзоя для рассеяния на нейтральных центрах. Кроме того, концентрация нейтральных центров, оцененная по формуле Эргинзоя для подвижности, по меньшей мере на порядок больше, чем концентрация ионизованных примесей, оцененная по эффекту Холла. Предположение о преобладающем рассеянии на ионизованных примесях должно быть отвергнуто, во-первых, потому, что эффект Нернста — Эттингсгаузена должен при этом быть отрицательным, во-вторых, удельное сопротивление образца, рассчитанное по формуле Конвелла — Вайскопфа, оказывается значительно меньшим, чем экспериментально измеренное сопротивление.

П. В. Мочан. — Вы объясняете низкотемпературную отрицательную область эффекта Нернста — Эттингсгаузена в n-Ge рассеянием на ионах примеси. Но при концентрациях ионизованных центров $\sim 10^{14}$ см$^{-3}$ подвижность электронов, вычисленная

* Основные результаты доклада опубликованы в ДАН СССР, 98, 557 (1954); ДАН СССР, 102, 737 (1955), ЖТФ, 25, 742 (1955); Баширов Р. И., ЖТФ, 26, 195 (1956).

11*

по формуле Конвелла — Вайскопфа, на один — два порядка отличается от знач подвижности, полученных из эффекта Холла. Как согласовать Ваше объяснен этим фактом?

И. М. Цидильковский. — Низкотемпературную отрицательную ласть поля Нернста — Эттингсгаузена в n-Ge мы объясняем не «чистым» рассеяние ионизованных центрах примеси, а лишь преобладанием этого вида рассеяния над гими. Мы считаем, что в исследованных образцах при $T \geqslant 130°$ K рассеянием но лей тока на тепловых колебаниях решетки (а возможно, и на нейтральных ат примеси) нельзя пренебречь по сравнению с рассеянием на ионах примеси. Такое п положение основывается на том обстоятельстве, что при $120°$ K $< T < 210°$ K движность электронов не подчиняется еще закону $U \approx T^{3/2}$, а продолжает расти нижением температуры, но слабее, чем по закону $U \approx T^{-3/2}$, справедливому при б высоких температурах. Поэтому нельзя ожидать количественного соответствия м экспериментальными данными и теорией, учитывающей лишь рассеяние на ионах меси. Что же касается знака эффекта Нернста — Эттингсгаузена, то, как следуе расчета Ю. Н. Образцова, он должен менять знак с положительного на отрицател при температурах, в несколько раз превышающих температуру, где подвижност ксимальна, т. е. где закон $U \approx T^{3/2}$ сменяется законом $U \approx T^{-3/2}$. Таким образом фект Нернста — Эттингсгаузена является более чувствительным индикатором сеяния носителей тока на ионизованных атомах примеси, чем температурная зав мость подвижности. В связи с изложенным, нам представляется возможным объяс низкотемпературную отрицательную область эффекта Нернста — Эттингсгаузен привлечения новых видов рассеяния.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

В. А. ЖИДКОВ и В. Е. ЛАШКАРЕВ

НОВЫЙ ВИД ТЕРМИЧЕСКИХ АКЦЕПТОРОВ В ГЕРМАНИИ

Электрические свойства германия, подвергнутого термической обработке при температуре свыше 500° с последующей закалкой, изменяются за счет появления акцепторных центров. Равновесная концентрация этих центров в зависимости от температуры термообработки изучалась многими авторами (например [1]).

В интервале температур 500 ÷ 750° зависимость логарифма концентрации от обратной температуры линейная (рис. 1, *1*), что выражает закон

$$N_a = N_0 e^{-\frac{E}{kT}},$$

где $N_0 = 5{,}5 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$, $E = 1{,}25$ eV, по данным С. Г. Калашникова и В. В. Остробородовой [1]. Акцепторные уровни расположены примерно на 0,05 eV выше заполненной зоны [2].

Майбург и Ротонди [3] производили термическую обработку путем пропускания постоянного тока непосредственно через германий. Концентрация термодырок измерялась по сопротивлению при температуре сухого льда. Образцы подвергались 40-часовому отжигу при 635°, что приводило к значительному уменьшению концентрации термодырок. Зависимость логарифма концентрации от обратной температуры в интервале температур 790 ÷ 880° линейная (рис. 1, *2*), что соответствует $N_0 = 1 \cdot 10^{24}$ см$^{-3}$, $E = 2{,}15$ eV.

В наших опытах термическая обработка германия производилась путем пропускания постоянного тока через образец размерами 1,5 × 2,5 × 13 мм, который зажимался между танталовыми электродами. К средней части образца прижимались вольфрамовые зонды для измерения сопротивления и эффекта Холла. Образец прогревался в вакуумной камере, окруженной стенками дьюара, в который заливался жидкий азот. Это создавало условия для получения высокого вакуума (до $1 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.) и уменьшало возможность загрязнения образца от примесей, могущих попасть со стенок камеры. Устройство помещалось между полюсами электромагнита, дававшего поле 1500 Oe.

Рис. 1. Равновесная концентрация термических акцепторов в зависимости от температуры обработки: *1* — данные Калашникова и Остробородовой [1], *2* — данные Майбурга и Ротонди [3], *3* — настоящая работа

Термическая обработка производилась при непрерывной откач
Температура образца измерялась по удельному сопротивлению в облас
собственной проводимости на основе литературных данных [4]. Ошиб
в измерении температуры в области высоких температур не превыша
± 10°. Отсутствие влияния теплоотвода электродами на среднюю часть
разца было установлено путем измерения связи между температурой
разца, определяемой по удельному сопротивлению и выделяемой на ср
ней части образца мощностью. Температура в интервале 400 ÷ 900° о
залась с большой точностью пропорциональной корню четвертой с
пени из выделяемой мощности. Закалка осуществлялась выключением
ка, в результате чего образец охлаждался излучением до температу
ниже красного каления за несколько секунд.

Концентрация термодырок определялась по эффекту Холла. Приб
позволял производить измерения при различных температурах. Темпер
тура измерения определялась при помощи термопары вольфрам—моли
ден, спай которой прижимался к образцу. Для точных измерений темпер
турной зависимости концентрации термодырок образец извлекался из пр
бора и помещался в специальное приспособление, обеспечивающее
стоянство и точное измерение температуры.

Достижение равновесной концентрации термоакцепторов устанавл
валось по прекращении ее изменения в результате последующих прог
вов при той же температуре. Производилось измерение равновесной ко
центрации термоакцепторов в зависимости от температуры обработки.

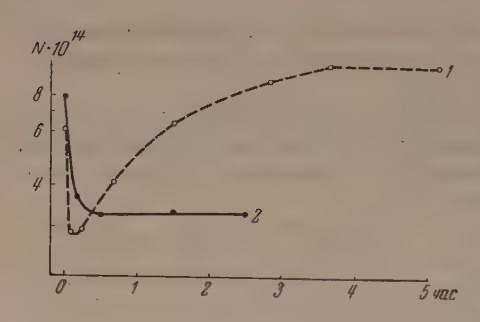


Рис. 2. Ход отжига после высокотемпе
турной обработки: *1* — отжиг при 680° п
ле 1,5 час обработки при 800°, *2* — отж
при 708° после 4 час обработки при 80

В области температур 520 ÷ 740° полученные результаты согласуют
с данными С. Г. Калашникова и В. В. Остробородовой [1], хорошо воспроиз
дятся как при повышении, так и при понижении температуры. Величина
может меняться более чем в два раза на одном и том же образце в зависим
сти от различных начальных условий (например, касания руками к обра
цу без последующей очистки травлением перед монтажом в прибо
Постоянная Холла не меняется от комнатной температуры до 120°
если температура обработки не лежит близко от температуры перехо
данного образца из электронного типа проводимости в дырочный.
показывает малую высоту залегания термических акцепторов, следстви
чего является их полная ионизация при довольно низкой температу
Измеренная по эффекту Холла концентрация носителей представля
собой разность (в дырочном германии) концентраций термоакцептор
и первоначально имевшихся в образце доноров.

При прогреве образца выше 740° наблюдается отклонение равновес
концентрации носителей от прямой *1* тем более, чем выше температура
работки. Если перейти к отжигу при 620÷720° после прогрева при вы
кой температуре, то равновесная концентрация зависит от его длите
ности (рис. 2).

Образец *1*, прогретый при высокой температуре менее 2—3 час, по
зывает в первые 10 мин отжига резкое падение концентрации, которое
тем сменяется медленным ростом, и через некоторое время устанавлива

ся равновесная концентрация, близкая к концентрации при той же температуре в отсутствие предварительной высокотемпературной обработки.

В образце *2*, прогретом при высокой температуре более 4—6 час, концентрация термодырок при отжиге монотонно уменьшается. Равновесная концентрация термодырок, измеренная при комнатной температуре, экспоненциально зависит от температуры отжига в интервале 620 ÷ 840°. Прямая *3* на рис. 1 соответствует $N_0 = 3{,}8 \cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$, $E = 0{,}79\text{eV}$. Явление обратимо и не зависит от последовательности во времени температур отжига. Если прогреть такой образец после перемонтажа, то в нем снова появляется большая концентрация термодырок и опять необходим длительный высокотемпературный отжиг, чтобы ее уменьшить.

Для выяснения механизма происходящих процессов был проведен следующий опыт. После высокотемпературного прогрева в течение 1 часа направление тока, проходящего через образец, было изменено. Начавшееся уменьшение концентрации термодырок сменилось ее возрастанием.

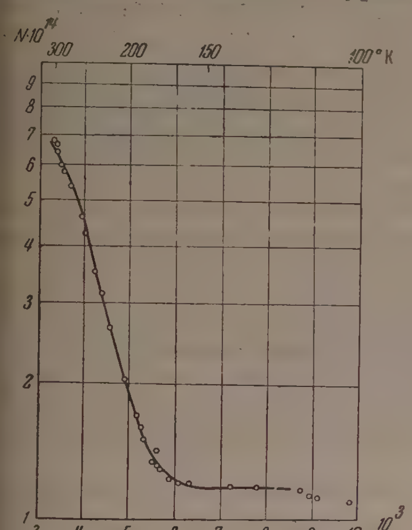


Рис. 3. Температурная зависимость концентрации термодырок

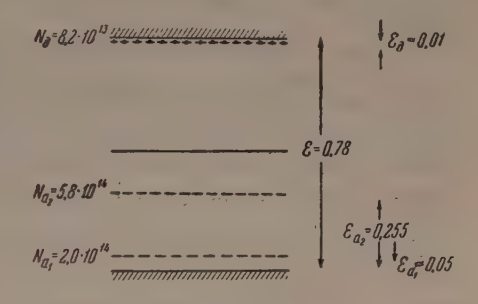


Рис. 4. Энергетическая структура термически обработанного германия

Отжиг после высокотемпературного прогрева переменным током всегда идет по типу кривой *2* рис. 2.

Можно предположить, что в процессе уменьшения концентрации термодырок в результате прогрева постоянным током основную роль играет электролитическое удаление из образца примесей, ответственных за термическое превращение. Удаление примесей путем испарения значительно меньше. При высокой температуре примесь находится в виде ионов, которые под действием поля перемещаются к краю образца. Знак заряда ионов будет в дальнейшем определен. Чтобы получить уменьшение равновесной концентрации термоакцепторов при отжиге, мало вывести эту примесь за пределы средней части образца, необходимо еще время, чтобы сдвинуть примесь на самый край образца, или, возможно, даже удалить ее через электрод. В противном случае при понижении температуры примесь диффундирует в обратном направлении.

Очищенные высокотемпературным прогревом электрическим током образцы показывают сильную зависимость концентрации термодырок от температуры уже при комнатной температуре. О различии их концентраций при комнатной температуре и температуре сухого льда упоминается Майбургом [5]. Нами это явление исследовано подробно. На рис. 3 для одного из образцов дана температурная зависимость концентрации термодырок, измеренная по эффекту Холла.

Для объяснения такого температурного хода концентрации предположено, что при данной термической обработке выявляются новые акцеп-

торные уровни высокого залегания. Энергетическая схема полупровод
ка дана на рис. 4. «Полка» в температурном ходе концентрации означа
как полную ионизацию акцепторных уровней низкого залегания, так
не начавшуюся ионизацию акцепторов высокого залегания. Концент
ция дырок в этом интервале температур определяет разность $N_{a_1} -$
Анализ данных, проведенный графическим методом [6], с использовани
численных данных работы [4] показал, что при соответствующем подбо
значений концентрации N_{a_2} акцепторных уровней и их высоты над запо
ненной зоной $\mathscr{E}_{a_2}$ можно добиться удовлетворительного прохождения т
ретически построенной кривой через экспериментальные точки, как пок
зывает рис. 3. Энергия определяется главным образом по температу
с которой начинается ионизация акцепторных уровней высокого зале
ния. Концентрация определяется по различию в значениях концентрац
термодырок при неначавшейся и закончившейся ионизации этих уровн
Таким образом, для описания кривой такого вида требуется подбор толь
двух параметров, причем для приведенной кривой $\mathscr{E}_{a_2} = 0{,}255$ eV и N_a
$= 5{,}8 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ (рис. 4). Такая величина энергии активации привод
к почти полной ионизации этих уровней при комнатной температу
(для описываемого образца свыше 90%). При более низкой концентрац
акцепторных уровней высокого залегания полная их ионизация наступа
раньше.

Точность определения энергии активации зависит от точности изме
ний и оценивается $\pm 0{,}01$ eV. Точность определения концентрац
сильно зависит от ее величины, так как при малых концентрациях ср
нительно рано начинает сказываться собственная проводимость, а об
ботка данных в этой области требует предположений о величине подви
ности. Для образца рис. 3 точность определения концентрации оце
ваем $\pm 10\%$.

Различие между нашими данными и данными Майбурга, как оказало
связано с наличием термоакцепторов высокого залегания. Прямая *2* (рис.
измерена Майбургом при температуре сухого льда, а прямая *3* измерена
ми при комнатной температуре. Вообще говоря, обе эти прямые не да
зависимости концентрации термоакцепторов от температуры обработ
Значения концентраций термоакцепторов низкого залегания лежат ни
прямой *2*. Прямая *3* примерно соответствует сумме концентраций терм
акцепторов низкого и высокого залегания вследствие почти полной иони
ции последних при комнатной температуре.

В тех случаях, когда образец после термообработки вынимался из пр
бора, на нем определялось время жизни сторонних носителей. Оно в
числялось по диффузионной длине, определяемой известным световым ме
дом с соблюдением критериев, установленных в работе [7].

Измерение времени жизни сторонних носителей в образцах, не подве
гавшихся предварительной высокотемпературной обработке, показыва
что термические акцепторы низкого залегания являются центрами
хвата с поперечным сечением $2 \cdot 10^{-17}$ см^2, что совпадает с данными С. Г. К
лашникова и В. В. Остробородовой [8]. В образцах, прогретых перед отж
гом длительное время при высокой температуре, время жизни остается м
лым, несмотря на уменьшение концентрации термоакцепторов, что говор
о появлении центров с большим поперечным сечением захвата. Т
кими центрами мы считаем акцепторы высокого залегания. Можно о
нить эффективное сечение захвата, если считать, что вероятность реком
нации пропорциональна концентрации термоакцепторов высокого
легания:

$$\frac{1}{\tau} = v_T N_{a_2} S_{a_2}.$$

Сечение захвата рассчитывалось для тепловой скорости дырки п
комнатной температуре $v_т = 10^7$ см сек$^{-1}$. В таблице приведены данн
для четырех образцов.

Для двух образцов, энергетическая структура которых получена из обработки данных по температурному ходу концентрации термодырок, приведены величины сечения, для двух других оценен нижний предел сечения захвата по измерениям концентрации термодырок при

N_{a_2}, см$^{-3}$	τ, 10^{-6}, сек	S_{a_2}, см^2
$2{,}2 \cdot 10^{13}$	13,5	$3{,}3 \cdot 10^{-16}$
$5{,}8 \cdot 10^{14}$	0,3	$5{,}5 \cdot 10^{-16}$
$< 5{,}4 \cdot 10^{14}$	0,8	$> 2{,}3 \cdot 10^{-16}$
$< 7{,}2 \cdot 10^{14}$	0,7	$> 1{,}9 \cdot 10^{-16}$

комнатной температуре. Сечение захвата для термоакцепторов высокого залегания более чем на порядок выше сечения захвата для термоакцепторов низкого залегания.

Выводы

1. Высокотемпературный прогрев германия постоянным током производит электролитически частичную очистку образца от примесей, ответственных за термическое превращение.
2. Такой прогрев позволяет выявить в германии уровни, расположенные на 0,25±0,01 eV от верха заполненной зоны.
3. Эти уровни обладают акцепторными свойствами, их концентрация существенно зависит от температуры.
4. Эти акцепторные уровни являются эффективными центрами рекомбинации сторонних носителей.

Институт физики Академии наук
УССР
Киевский гос. университет
им. Т. Г. Шевченко

Цитированная литература

1. Калашников С. Г., Остробородова В. В., ЖТФ, 25, 1163 (1955) (там же приведена библиография).
2. Baum R., Hung S., Phys. Rev., 88, 134 (1952).
3. Mayburg S., Rotondi L., Phys. Rev., 91, 1015 (1953).
4. Morin F., Maita J., Phys. Rev., 94, 1525 (1954).
5. Mayburg S., Phys. Rev., 95, 38 (1954).
6. Шокли В., Теория электронных полупроводников, гл. 16—М., ИЛ, 1953.
7. Рашба Э. И., Толпыго К. Б., Укр. фізич. журн. 1, 29 (1956).
8. Калашников С. Г., Остробородова В. В., ЖТФ, 25, 1168 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

В. Е. КОСЕНКО

ДИФФУЗИЯ СУРЬМЫ И ЦИНКА ИЗ ПАРОВОЙ ФАЗЫ В ГЕРМАНИИ

Диффузия различных химических элементов в германии может бы одним из способов введения в него примеси.

Варьируя концентрацию диффундирующего элемента на поверхнос кристалла, температуру и время диффузионного отжига, можно получи различное распределение примеси на разной глубине от поверхности. Э позволяет получать $n-p$-переходы и исследовать их свойства при р личных концентрациях и градиентах примеси. Снимая шлифовкой и травлением тонкие слои с кристалла германия с известным распределени примеси по его глубине, можно изучить поверхностные свойства германи на одном кристалле в зависимости от концентрации определенной приме

В предпринятом нами исследовании диффузии сурьмы и цинка из п ровой фазы в германии мы ставили своей задачей определение следующ параметров.

1) возможно точное нахождение коэффициента диффузии и ее энерг активации;

2) определение граничной концентрации C_0 и ее зависимости от ко центрации диффундирующего элемента в паровой фазе $C_п$;

3) определение температурной зависимости граничной концентрац C_0;

4) определение критических концентраций $C_п^{кр}$, при которых нач нается образование на поверхности кристалла жидкой фазы сплава.

Для исследования диффузии мы выбрали метод радиоактивных инди торов. В качестве диффундирующих элементов применялись радиоакти ная сурьма Sb^{124} с периодом полураспада 60 дней и радиоактивный ци Zn^{65} с периодом полураспада 250 дней.

Для опытов были использованы образцы монокристаллов германи в виде плоских дисков толщиной 0,5—1 мм и диаметром 6—8 мм. Плоск стороны образцов полировались, отжигались при температуре 850° в чение 30—40 час в вакууме, затем травлением в кипящем пергидроле с в снимался слой толщиной не менее 100 μ.

Последнее делалось для того, чтобы удалить слой монокристалла, в к тором смогли остаться нарушения кристаллической решетки, вызванн механической обработкой образцов.

Радиоактивная сурьма перегонялась в вакууме в кварцевой пробир Сурьма в виде налета на кусочках пробирки в дальнейшем исполь валась для диффузии. Таким же образом приготовлялся и радиоактивн цинк.

Образцы германия и навеска сурьмы (на кварце) помещались в квар вую ампулу, которая откачивалась до вакуума 10^{-5} мм рт. ст., обезгаж валась при этом вакууме в течение 2 час при температуре 200° и, након запаивалась. Количество введенной в ампулу сурьмы определялось по радиоактивности, измеренной на счетчике Б-1 (счетная установка Б) пу сравнения ее активности с активностью точно взвешенной навески п парата, помещенной в кварцевую ампулу. В дальнейшем ампулы отж гались при температурах 750, 800, 875 и 925° в течение 24—12 час. П

тих температурах сурьма полностью переходила в пар. В этом можно ыло убедиться, конденсируя сурьму посредством быстрого локального хлаждения то в одном, то в другом конце ампулы и сравнивая активность месте конденсации сурьмы с полной активностью ампулы. Концентрации урьмы в паровой фазе $C_п$ в разных опытах лежали в пределах $10^{15}\div10^{17}$ см$^{-3}$. ри извлечении ампул из печи были приняты меры, обеспечивающие онденсацию паров сурьмы на стенке ампулы, противоположной месту ахождения образцов, что предохраняло их от конденсации на них сурьы. Для определения концентрации сурьмы на различной глубине от поерхности монокристалла с последнего травлением в кипящем пергидроле нимались слои, толщина которых определялась взвешиванием образцов а микроаналитических весах.

Специальными опытами было показано, что травление происходило авномерно по поверхности образцов. Последовательно снимались тонкие —3 μ) и «толстые» (5—8 μ) слои германия. Содержание сурьмы в каждом онком слое определялось по разности активности образца до и после равления. Время счета активности и фона выбиралось таким, чтобы стаистическая ошибка при определении активности снятого слоя не превыала 6%.

Сравнение с активностью эталона в виде точно взвешенной навески урьмы позволяло определить концентрацию сурьмы в слое.

Предполагалось, что через некоторое время после начала диффузионого отжига концентрация сурьмы под поверхностью образца достигает неоторого установившегося значения C_0. В этом случае диффузионная задача писывается уравнением

$$C(x, t) = C_0\left[1 - erf\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right)\right], \tag{1}$$

де

$$erf\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^{x/2\sqrt{Dt}} e^{-y^2}dy \tag{2}$$

— глубина диффузии).

Температурная зависимость коэффициента диффузии D дается формуой

$$D = D_0 e^{-E/RT}, \tag{3}$$

е T — абсолютная температура, R — газовая постоянная.

Для проверки применимости высказанного предположения был приенен метод наложения стандартной кривой, пригодный во всех тех учаях, когда после преобразования функциональной зависимости двух ременных к безразмерным величинам в ней не остается параметров, подежащих определению. Метод в данном случае сводится к следующему. а кальку в логарифмическом масштабе наносится график вспомогательой функции $\eta = 1 - erf\,\xi$, который и является стандартной кривой. сли нанести на чертеже в том же логарифмическом масштабе на оси абсисс измеренные значения $\lg x$, а по оси ординат $\lg C$, то в случае примеимости уравнения (1) экспериментальные точки могут быть совмещены со андартной кривой путем перемещения последней параллельно осям ординат. Тогда на оси $\lg C$ осью $\lg\xi$ отсечется величина $\lg C = \lg C_0$, о определит граничную концентрацию C_0. Точка пересечения оси ордиат стандартной кривой с осью $\lg x$ определит точку x_1, для которой $\xi = 1$, е.

$$\xi = \frac{x_1}{2\sqrt{Dt}} = 1,$$

откуда может быть определен коэффициент диффузии

$$D = \frac{x_1^2}{4t}.$$

Рис. 1 иллюстрирует примененный метод. Пунктиром обозначены ко динатные оси η и ξ стандартной кривой. Последняя проведена сплош линией. Экспериментальные точки обозначены кружками. При этом о залось $C_0 = 2{,}7\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, $x_0 = 60\,\mu$, вычисленный коэффициент диф зии

$$D = 2{,}0\cdot10^{-10}\ \text{см}^2\text{сек}^{-1}.$$

В этом опыте температура диффузионного отжига была 875°, длите ность — 12,5 час. Концентрация атомов сурьмы в паре $C_п = 1{,}40\cdot10^{16}$с т. е. приблизительно в раз меньше, чем граничная к центрация C_0. Зависимо коэффициента диффузии от т пературы может быть найдена обычным методом по наклону прямой графике

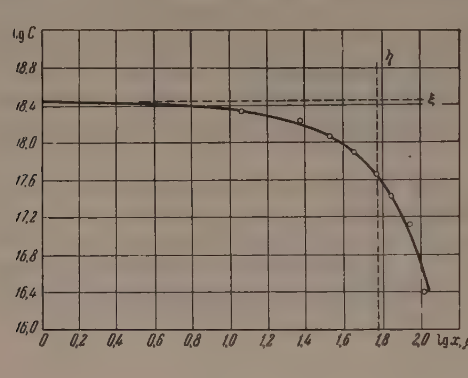


Рис. 1

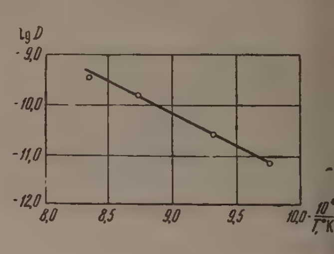


Рис. 2

Рис. 1. Определение коэффициента диффузии и граничной концентрации сурьмы в г мании при помощи стандартной кривой

Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента диффузии сурьмы в германи

$$\lg D = f\left(\frac{1}{T}\right).$$

Из этого графика вычислены энергия активации диффузии, оказавша равной $E = 53$ ккал моль$^{-1}$, и по уравнению (3), $D_0 = 1{,}4$ см^{2}сек$^{-1}$. Ок чательное выражение для коэф циента диффузии сурьмы из па вой фазы в монокристальном мании получилось в форме

$$D = 1{,}4e^{-\frac{53000}{RT}}.$$

Таблица 1

Температурный интервал диффузии	D_0	E, кал моль	Источник
750÷925°	1,4	53000	Наши результаты
710÷905°	0,71	51000	Фуллер [1]
	10	57000	Дунлап и Браун [2]

В табл. 1 приведены значе коэффициента диффузии сурьм твердой фазы, полученные дру ми авторами.

Как видно из табл. 1, наши результаты заметно не отличаются от зна ний D_0 и E, полученных при диффузии сурьмы из твердой фазы.

Обращает на себя внимание связь между C_0 и $C_п$ и зависимость их ношения $C_0/C_п$ от температуры и $C_п$. Эти данные приведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что C_0 мало зависит от концентрации атомов сур в паре. Далее, $C_0/C_п$ заметно растет с понижением температуры диффу и может достигнуть значения многих тысяч (наблюдалось до 17 0 При некоторых концентрациях начинается образование жидкой фазы сп ва сурьма — германий на поверхности кристаллов. Образующаяся пл

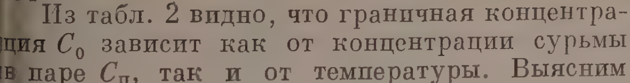
ка жидкой фазы собирается в капли тем большей величины, чем выше концентрация $C_п$. Мы нашли, что в пределах исследованных нами температур образование жидкой фазы сплава сурьма—германий начинается с концентрации сурьмы $C_п = 10^{17} см^{-3}$. Что касается критических значений C_0, при которых начинается образование жидкой фазы сплава, то, например, при $t = 750°$ оно достигает $4 \cdot 10^{19} см^{-3}$, т. е. 1 атом Sb на 10^3 атомов германия. Трудно допустить, чтобы столь малая концентрация сурьмы ($0{,}1\%_{ат}$) могла понижать температуру плавления германия на 210°. Приходится предположить, что определенная из опытов по диффузии граничная концентрация значительно меньше концентрации атомов сурьмы, связанных непосредственно с поверхностным слоем германия.

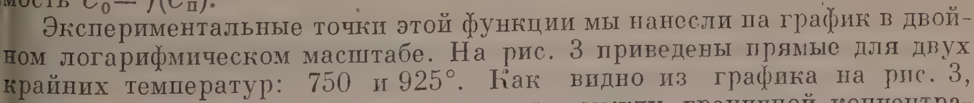
Таблица 2

№ образцов	Температура диффузионного отжига, °C	$C_п$, атом см$^{-3}$	C_0, атом см$^{-3}$	$C_0/C_п$
20	925	$9{,}6 \cdot 10^{16}$	$4{,}0 \cdot 10^{18}$	45
21	925	$1{,}4 \cdot 10^{16}$	$2{,}5 \cdot 10^{18}$	200
22	925	$3{,}3 \cdot 10^{15}$	$2{,}75 \cdot 10^{18}$	850
18	875	$7{,}4 \cdot 10^{16}$	$5{,}9 \cdot 10^{18}$	800
15	875	$3{,}7 \cdot 10^{16}$	$3{,}2 \cdot 10^{18}$	100
16	875	$1{,}4 \cdot 10^{16}$	$2{,}7 \cdot 10^{18}$	200
26	750	$9{,}2 \cdot 10^{16}$	$5{,}9 \cdot 10^{19}$	600
27	750	$2{,}5 \cdot 10^{16}$	$4{,}7 \cdot 10^{19}$	2000
28	750	$2{,}4 \cdot 10^{15}$	$4{,}0 \cdot 10^{19}$	17000

Из диаграммы состояния сплава сурьма— германий [3] видно, что образование жидкой фазы этого сплава при температуре 750° происходит при содержании сурьмы около $60\%_{ат}$. Очевидно, на поверхности кристалла германия в тонком слое образуется сплав с сурьмой с содержанием последней в несколько десятков процентов. Из-за весьма малой толщины этого слоя трудно выяснить точное содержание в нем сурьмы, а также его состояние при изменении температуры диффузии. В пользу существования такого слоя, кроме приведенных соображений, говорит и то, что первая точка на графике $\lg C = f(\lg x)$ (рис. 1) систематически выпадает из кривой в сторону более высоких концентраций сурьмы.

Рис. 3. Зависимость граничной концентрации сурьмы от ее концентрации в паре


Из табл. 2 видно, что граничная концентрация C_0 зависит как от концентрации сурьмы в паре $C_п$, так и от температуры. Выясним характер этой зависимости. Рассмотрим вначале изотермическую зависимость $C_0 = f(C_п)$.


Экспериментальные точки этой функции мы нанесли на график в двойном логарифмическом масштабе. На рис. 3 приведены прямые для двух крайних температур: 750 и 925°. Как видно из графика на рис. 3, зависимость между граничной концентрацией C_0 и $C_п$ может быть выражена формулой

$$C_0 = AC_п^K, \tag{5}$$

где K — слабо зависит от температуры. Эта зависимость дана на рис. 4, откуда видно, что температурная зависимость K может быть представлена формулой:

$$K = 8{,}6 \cdot 10^{-4} T - 0{,}78. \tag{6}$$

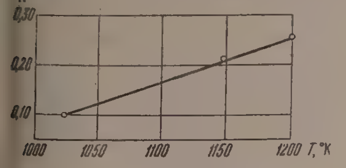


Рис. 4. Температурная зависимость K

Для исследования температурной зависимости граничной концентрации мы нанесли на график экспериментальные точки $\lg C_0/C_п^K$ как функцию обратной температуры (рис. 5).

Точки легли на прямую, из наклона которой вычислена энергия а вации граничной концентрации $E_1 = 117$ ккал моль$^{-1}$, или 5,1 eV. Та образом, C_0 может быть представлено формулой:

$$C_0 = BC_п^K e^{\frac{117000}{RT}}.$$

Из уравнения (7) можно теперь определить коэффициент B; он зался равным $1{,}25 \cdot 10^{-7}$.

Окончательно связь между граничной концентрацией и концен цией сурьмы в паре и температурой будет ражаться эмпирической формулой:

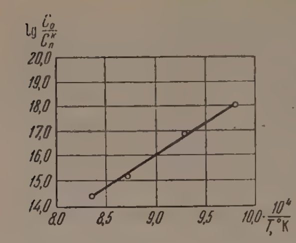


Рис. 5. Температурная зависимость граничной концентрации сурьмы в германии

$$C_0 = 1{,}25 \cdot 10^{-7} C_п^K e^{\frac{117000}{RT}},$$

где $K = 8{,}6 \cdot 10^{-4} T - 0{,}78$.

Уравнение (8) и определенный нами коэф циент диффузии (4) позволяют рассчитать пературу, время диффузии и концентра пара сурьмы, необходимые для получения за ного распределения примеси, введенной в гер ний диффузионным путем.

Попутно отметим, что если вакуум невы (10^{-1}— 10^{-2} мм рт. ст.), то при этом наблюд ся следующее.

Если диффузионный отжиг производить с перерывами, то кривая пределения Sb по глубине теряет плавность и даже монотонность. Это я ние, возможно, связано с образованием оксидной пленки при переры при нагревании.

В вакууме от 10^{-5} мм рт. ст. и выше это явление не наблюдалось.

Исследование диффузии цинка из паровой фазы в германии

Методика исследования диффузии цинка из паровой фазы в герма применялась та же, что и при исследовании диффузии сурьмы. Герма применялся монокристаллический. Концентрация цинка в паровой ф во всех опытах была почти одинаковой и составляла $1{,}3 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Оп деление граничной концентрации и коэффициента диффузии производил методом наложения стандартной кривой, описанным выше.

В табл. 3 приведены некоторые результаты исследования диффу цинка из паровой фазы в германии.

Таблица

№ образца	Температура диффузионного отжига, °С	Время диффузионного отжига, сек	Коэффициент диффузии, см² сек⁻¹	Концентрация, атом см⁻³		$C_0/C_п$
				цинка в паре $C_п$	граничная C_0	
42	825	$6{,}56 \cdot 10^5$	$1{,}84 \cdot 10^{-12}$	$1{,}29 \cdot 10^{17}$	$2{,}4 \cdot 10^{17}$	1,86
39	840	$3{,}71 \cdot 10^5$	$2{,}84 \cdot 10^{-12}$	$1{,}28 \cdot 10^{17}$	$1{,}5 \cdot 10^{17}$	1,17
41	873	$1{,}8 \cdot 10^5$	$6{,}1 \cdot 10^{-12}$	$1{,}32 \cdot 10^{17}$	$4{,}4 \cdot 10^{17}$	3,34
37	895	$1{,}15 \cdot 10^5$	$9{,}7 \cdot 10^{-12}$	$1{,}31 \cdot 10^{17}$	$3{,}7 \cdot 10^{17}$	2,82
36	918	$4{,}5 \cdot 10^4$	$1{,}72 \cdot 10^{-11}$	$1{,}21 \cdot 10^{17}$	$1{,}3 \cdot 10^{17}$	1,07

Мы определили энергию активации диффузии цинка из паровой фа в германии. Она оказалась равной $E = 58\,700$ кал моль$^{-1}$, или 2,55 Предэкспоненциальный множитель в коэффициенте диффузии D $=0{,}65$ см^{2}сек$^{-1}$. Окончательно коэффициент диффузии цинка из паро

разы в германии имеет вид

$$D = 0{,}65e^{-\frac{58700}{RT}}, \qquad (9)$$

В табл. 4 мы сравнили полученное нами значение коэффициента диф-узии с данными Дунлапа [1] и Фуллера [4].

Значения граничных концентраций цинка в германии, приведенные табл. 3, позволяют сделать вывод об их незначительной температурной ависимости, которая в наших измерениях не обнаружилась. В связи этим невозможно определить энергию активации граничной концентра-ции, которая, по-видимому, весьма мала. Отношение граничной концен-рации к концентрации цинка в паре в диапазоне исследованных темпера-ур и концентраций лежит в пре-еле $C_0/C_п \approx 1-3$.

Таблица 4

Температурный интервал диффузии	D, см²сек⁻¹	E, кал моль	Источник
825—918°	0,65	58700	Наши измерения
—	—	50000	Фуллер [1]
—	—	58000	Дунлап [4]

Значительно меньший коэффи-иент диффузии цинка в герма-ии D_{Zn} по сравнению с D_{Sb}, а так-ке невысокая активность радиоак-ивного цинка не позволили изу-ить зависимость $C_0 = f(C_п, t)$ в бо-ее широком интервале температур концентраций. Однако имею-щиеся результаты указывают на начительное различие диффузии урьмы и цинка в германии. Осо-енно это заметно по слабой температурной зависимости C_0 и слабой зависи-ости отношения $C_0/C_п$ цинка в противоположность сурьме, для которой то отношение в тысячи раз больше.

Выводы

1. Исследована диффузия сурьмы и цинка из паровой фазы в монокри-таллический германий методом радиоактивных индикаторов.

Коэффициенты диффузии оказались равными:

$$D_{Sb} = 1{,}4e^{-\frac{53000}{RT}}; \quad D_{Zn} = 0{,}65e^{-\frac{58700}{RT}}.$$

Полученные значения энергии активации заметно не отличаются от анных других авторов, исследовавших диффузию сурьмы и цинка в гер-ании из непаровой фазы.

2. Обнаружено, что граничная концентрация сурьмы в германии C_0 начительно превосходит концентрацию сурьмы в паре $C_п$. Отношение $C_0/C_п$ тем больше, чем ниже температура диффузии и чем ниже $C_п$.

При 750° и при $C_п = 2{,}4 \cdot 10^{15}$ см⁻³ отношение $C_0/C_п = 17\,000$. На по-ерхности кристалла германия в весьма тонком слое ($<1\,\mu$) образуется плав германия с сурьмой с содержанием последней в несколько десятков роцентов.

3. Получена эмпирическая формула зависимости граничной концент-ации C_0 от концентрации сурьмы в паре $C_п$ и температуры:

$$C_0 = 1 \cdot 10^{-7} C_п^k e^{\frac{117000}{RT}},$$

де

$$K = 8{,}6 \cdot 10^{-4} T - 0{,}78.$$

Формула позволяет рассчитать концентрацию сурьмы в паре, темпера-уру и время отжига, необходимые для получения заданного распределе-ия сурьмы в германии.

4. Значения граничных концентраций цинка в германии, получе нами в опытах по диффузии, позволяют сделать вывод об их незначи ной температурной зависимости, которая в наших опытах не обнар лась.

Отношение граничной концентрации к концентрации цинка в в диапазоне температур 825—918° лежит в пределе $C_0/C_п \approx 1—3$.

Описанные результаты указывают на значительное различие дифф сурьмы и цинка из пара в германии, что особенно заметно по слабой пературной зависимости C_0 и слабой зависимости отношения $C_0/C_п$ цинка в противоположность сурьме, для которой это отношение м быть в тысячи раз больше.

В заключение автор приносит благодарность В. Е. Лашкаре предложение темы и руководство работой.

Институт физики Академии наук
УССР

Цитированная литература

1. Fuller, Phys. Rev., 86, 136 (1952).
2. Dunlap, Brown, Phys. Rev., 86, 417 (1952).
3. Боом Е. А., Химия редких элементов, вып. 1 (1954).
4. Dunlap, Phys. Rev., 85, 945 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

И. Г. НЕКРАШЕВИЧ

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОНКИХ СЛОЯХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Хорошо известно явление возбуждения термомеханических колебаний : проводниках, питаемых переменным током. Он вызывается изменениями емпературы проводника, обусловленными периодическими изменениями ыделяемой в нем мощности.

Наблюдать это явление можно в простейшем случае, пропуская переенный ток через натянутую металлическую проволоку. В моменты макимума тока проволока будет наиболее сильно нагреваться и вследствие того удлиняться; при прохождении тока через нулевые значения провоока будет охлаждаться и соответственно укорачиваться. В результате проволоке возбуждаются колебания, амплитуда которых может быть значительно увеличена соответствующей регулировкой натяжения провооки и достижением условий резонанса.

Можно возбудить колебания в тонкой плоской металлической мембане, подводя к ней переменный ток через точечный контакт с металличекими острием.

При этом в самом точечном контакте и вокруг него будет происходить ериодическое нагревание и охлаждение мембраны, приводящее к периодиеским изменениям ее площади; это вызовет своеобразные переменные вспучивания» мембраны, т. е. возникнут колебания.

Для создания колебаний с наибольшей начальной амплитудой необхоимо, чтобы за время одного полупериода тока в проводнике возникали аибольшие изменения температуры. Для этого необходимо наличие опеделенных соотношений между частотой и амплитудой колебаний мощости, выделяемой в проводнике, и интенсивностью теплоотдачи.

Очевидно, что принципиальных различий в рассмотрении этих явлений ля случая металлов и для случая полупроводников не может быть.

Однако воспользоваться полупроодником в виде проволоки для восроизведения этих явлений совершенно ецелесообразно. Наиболее удобно зять полупроводник в виде некоторого лоя, помещенного между металличекими обкладками; к последним слеует подключить источник тока, и, таим образом, ток будет проходить перпендикулярно к плоскости слоя.

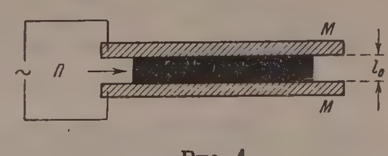


Рис. 1

Рассмотрим слой $П$ (рис. 1) полупроводника толщины l_0 и площади S, аходящийся между двумя металлическими пластинами. При наложении еременной разности потенциалов $V(t)$ на обкладки слоя через него почет ток проводимости $i(t)$; мощность $p(t)$, выделяемая в слое, удет функцией времени, вид которой зависит от вида функций (t) и $i(t)$.

Предположим для простоты, что слой обладает постоянным сопротивлеием R и что

$$V(t) = V_0 \sin \omega t,$$

тогда и

$$i(t) = I_0 \sin \omega t.$$

Количество тепла, выделяемого в слое в единицу времени, равно

$$Bi(t) v(t) = BI_0 V_0 \sin^2 \omega t,$$

где B — тепловой эквивалент механической работы.

Уравнение баланса энергии для единицы объема слоя полупроводн
будет иметь вид

$$c\delta \frac{d\theta}{dt} + \frac{b_0}{l_0} \theta = \frac{BI_0 V_0}{S l_0} \sin^2 \omega t,$$

где c и δ — удельная теплоемкость и плотность вещества слоя, b_0 — ко
фициент теплоотдачи единицы поверхности слоя, l_0 — толщина слоя
температуре T_0 окружающей среды, $\theta = T_t - T_0$, где T_t — температ
слоя полупроводника в момент времени t.

Примем, что изменение толщины слоя с изменением температ
происходит по линейному закону

$$l_t = l_0 [1 + \alpha (T_t - T_0)],$$

где α — температурный коэффициент линейного расширения.

Отсюда находим изменение толщины слоя при изменении его тем
ратуры от T_0 до T_t:

$$\lambda = l_t - l_0 = \alpha l_0 \theta.$$

Выразив θ через λ в уравнении (1), получим:

$$\frac{c\delta}{\alpha l_0} \frac{d\lambda}{dt} + \frac{b_0}{\alpha l_0^2} \lambda = \frac{BI_0 V_0}{S l_0} \sin^2 \omega t.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\lambda = \frac{a}{2n} - \frac{4m^2}{2n(n^2 + 4m^2)} e^{-\frac{t}{\tau_0}} - \frac{an}{2(n^2 + 4m^2)} \cos 2\omega t - \frac{am}{n^2 + 4m^2} \sin 2\omega t,$$

где

$$a = \frac{BI_0 V_0}{S l_0}, \quad n = \frac{b_0}{\alpha l_0^2}, \quad m = \frac{\omega c\delta}{\alpha l_0},$$

$$\tau_0 = \frac{l_0 c\delta}{b_0},$$

τ_0 — время тепловой релаксации единицы объема слоя.

В этом уравнении член, содержащий $e^{-\frac{t}{\tau_0}}$, при достаточно больш
становится исчезающе малым.

Рассмотрим уравнение (1) в двух предельных случаях.

1. $n \ll 2m$; имея в виду (3), приходим к выводу, что

$$\tau \ll \tau_0,$$

где τ — период переменного тока, проходящего через слой.

Пренебрегая малыми величинами в (2) и вводя амплитуду плотн
тока $j_0 = \frac{I_0}{S}$ в слое, имеем:

$$\lambda = \frac{Bj_0 V_0}{2b_0} l_0 \alpha \left(1 - \frac{b_0}{l_0 \omega c\delta}\right) \sin 2\omega t.$$

Таким образом, λ имеет постоянную слагающую и переменную

няющуюся с частотой 2ω и с амплитудой

$$\Delta\lambda_{1m} = \frac{Bj_0 V_0 \alpha}{2\omega c \delta};\tag{4}$$

величина амплитуды обратно пропорциональна частоте ω.

2. $n \gg 2m$, т. е. $\tau \gg \tau_0$.

После преобразований, аналогичных предыдущим, получаем

$$\lambda = \frac{Bj_0 V_0 l_0 \alpha}{2b_0}(1 - \cos 2\omega t).$$

Таким образом, постоянная слагающая величины λ в данном случае имеет тот же вид, что и в предыдущем случае, амплитуда же переменной слагающей

$$\Delta\lambda_{2m} = \frac{Bj_0 V_0}{2b_0} l_0 \alpha,$$

в отличие от предыдущего, оказывается не зависящей от частоты тока*.

Очевидно, первый случай может быть приблизительно осуществлен при хорошей теплоизоляции слоя, второй — при хорошей теплоотдаче.

В обоих случаях имеют место периодические изменения приращения толщины слоя, происходящие с частотой, удвоенной по сравнению с частотой проходящего через слой тока.

Произведем оценку ожидаемых величин амплитуды колебания для слоя полупроводника с удельным сопротивлением $\rho = 10^4\ \Omega$ см, толщиной $=0{,}02$ см, с коэффициентом линейного расширения $\alpha \approx 6\cdot 10^{-5}$, плотностью $= 5$ г см$^{-3}$ и теплоемкостью $c = 0{,}08$ кал г$^{-1}$ град$^{-1}$. Кроме того, примем, что $\tau \approx 10\ \tau_0$.

При площади $S = 10$ см^2 и амплитуде приложенного напряжения $= 20\ V$ ток, проходящий через слой, будет равен 1 А; подставляя эти данные в (5), получим величину амплитуды пульсаций слоя

$$\Delta\lambda_{2m} \approx 6\cdot 10^{-7}\ \text{см}.$$

Эта величина лежит в пределах тех значений, которые можно получить, используя некоторые пьезоизлучатели.

В различных полупроводниковых приборах мы имеем дело либо с точечными контактами, в которых возникают значительные плотности тока, либо с весьма тонкими переходными слоями, к которым приложены значительные напряжения. В обоих случаях объемные плотности выделяемой энергии могут оказаться достаточными для того, чтобы вызвать значительный нагрев малых приконтактных объемов полупроводника.

Так, в случае контакта металлического острия с поверхностью полупроводника при радиусе контактной площадки в 0,005 мм и при токе в 10mA плотность тока равна $1{,}3\cdot 10^4$ А см$^{-2}$.

При таких плотностях тока возникающее нагревание будет вызывать не только существенные изменения электрических свойств материала, но также изменение его объема. В этом легко убедиться на опыте: подключив такую контактную пару к генератору переменного тока звуковой частоты, легко обнаружить, что контакт начинает звучать с удвоенной частотой.

Рассмотрим в качестве пульсирующей системы выпрямляющий полупроводниковый элемент с запорным слоем.

Поведение такого элемента в цепи переменного тока можно, как обычно, представить при помощи рассмотрения простейшей эквивалентной схемы

* В настоящей работе ленц-джоулев эффект в слое полупроводника рассматривается как основная причина наблюдаемых термомеханических колебаний. Наряду с ним второй, одновременно и независимо действующей причиной таких колебаний может служить также эффект Пельтье, возникающий при прохождении тока через контакт, как это было отмечено А. Ф. Иоффе.

(рис. 2), в которой r_b обозначает сопротивление запорного слоя, r_δ — сопротивление слоя полупроводника, C — емкость запорного слоя.

При прохождении тока через выпрямляющий элемент в нем происх... потери энергии, выражающиеся в его нагревании. Количество выделе... энергии за полный период удобно пред... вить в виде суммы

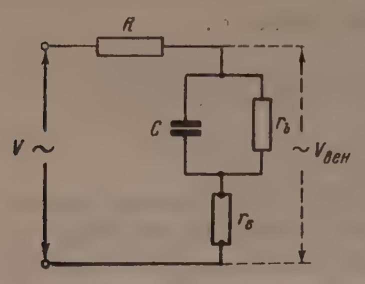


Рис. 2

$$Q = \int_0^{T/2} iV\,dt + \int_{T/2}^{T} iV\,dt,$$

где первое слагаемое выражает собой по... за время прямой полуволны, второе ... время обратной полуволны тока в выпр... теле.

Обратимся к эквивалентной схеме (ри...

Если во время прямой полуволны ... ние напряжения на запирающем слое очень невелико, то можно счи... что $r_b \ll r_\delta$, ток, проходящий через элемент, можно приближенно ... ставить как

$$i_{\text{пр}} = \frac{V_{\text{вен}}}{r_\delta} \text{ и } Q_{\text{пр}} = \int_0^{T/2} iV_{\text{вен}}\,dt \approx \int_0^{T/2} i^2 r_\delta\,dt;$$

$V_{\text{вен}}$ — напряжение на выпрямляющем элементе.

Следовательно, нагревание будет в этом случае происходить гла... образом в слое полупроводника, прилегающем к запирающему сло... ввиду малой толщины последнего можно считать, что весь слой полу... водника будет приблизительно равномерно нагреваться проходящим ... элемент прямым током значительной величины.

Во время обратной полуволны приближенно можно считать $r_b \gg$ ... $i_{\text{обр}} = \frac{V_{\text{вен}}}{r_b}$; энергия, выделяемая в запирающем слое, будет

$$Q_{\text{обр}} = \int_{T/2}^{T} i^2_{\text{обр}} r_b\,dt,$$

а в остальном слое полупроводника

$$Q' = \int_{T/2}^{T} i^2_{\text{обр}} r_\delta\,dt,$$

причем $i^2_{\text{обр}} r_b \gg i^2_{\text{обр}} r_\delta$.

Таким образом, в течение обратной полуволны выделение мощ... происходит главным образом в запирающем слое, толщина кот... на 2—3 порядка меньше всей толщины полупроводникового слоя ... менте.

Ввиду малой толщины и большой площади слоя полупроводника ... никающее в нем нагревание будет быстро следовать за изменениями ... так как между слоем и его металлическими обкладками легко осу... ляются теплообмен и отвод тепла в окружающую среду. Максимум ... вания слоя будет наступать два раза за полупериод тока; при это... раза за полупериод будет возникать тепловое расширение слоя, соо... мое также и окружающей среде, что должно привести к возникно... звукового эффекта, если частота колебаний лежит в звуковом диапа... Это явление легко наблюдается на опыте: выпрямляющий элемент ... звук с частотой, вдвое большей, чем частота проходящего через него ... менного тока. Интенсивность издаваемого звука оказывается тем бо... чем больше площадь выпрямляющего элемента и чем больше ток, ... дящий через элемент.

При введении большого внешнего сопротивления в цепь выпрямляющего элемента наблюдается уменьшение интенсивности звучания и, кроме того, частота звучания становится равной частоте подводимого переменного напряжения. Это обстоятельство еще раз подтверждает термический характер звучания.

Действительно, при большом внешнем сопротивлении $R \gg (r_b + r_s)_{пр}$, включенном последовательно с элементом, величина прямого тока

$$i_{пр} = \frac{V}{r_b + r_s + R} \approx \frac{V}{R} \text{ и } v = Ri_{пр},$$

т. е. почти все подведенное напряжение падает на сопротивление нагрузки R, и энергия, выделяемая в элементе

$$Q_{пр} = \int_0^{T/2} i^2_{пр} (r_b + r_s)_{пр} \, dt,$$

будет весьма мала. Во время обратной полуволны напряжения последнее распределится между элементом и нагрузкой пропорционально сопротивлениям $(r_b + r_s)$ и R. При этом в элементе выделится энергия

$$\overline{Q}_{обр} = \int_{T/2}^{T} i^2_{обр} (\bar{r}_b + \bar{r}_s)_{обр} dt,$$

которая даже при малом обратном токе может оказаться значительно большей, чем $Q_{пр}$. Следовательно, нагревание слоя полупроводника в течение одного периода переменного тока будет происходить только один раз, а именно в течение обратного полупериода, т.е. основная частота звучания будет совпадать с частотой подведенного напряжения.

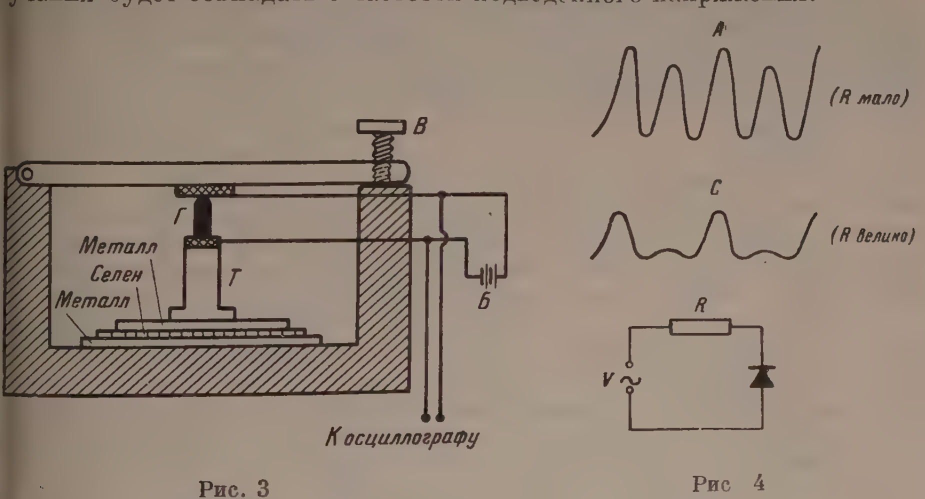


Рис. 3 Рис 4

Механические пульсации слоя полупроводника оказалось возможным наблюдать визуально при помощи вспомогательного устройства, схематических изображенного на рис. 3.

Механические колебания пульсирующей шайбы сообщаются керамическому стержню T, на верхнем конце которого укреплен графитовый стерженек $Г$ с закругленным концом.

К графитовому стерженьку посредством винта $В$ подводится металлическая пластина до установления весьма слабого контакта. Через контакт проходит ток от гальванического элемента $Б$; к электродам контакта присоединены вертикальные пластины осциллографа.

При звучании выпрямляющей шайбы сопротивление контакта меняется в зависимости от амплитуды колебаний, за изменениями которой можно проследить, наблюдая осциллограмму. Визуально наблюдавшиеся

при этом осциллограммы имеют вид, показанный на рис. 4: A — соот
ствует отсутствию нагрузочного сопротивления R, C — при большом

При помощи аналогичного устройства, в котором колебания от зв
щей пластины передавались на пьезоэлемент, исследовались термом
нические колебания большого количества пластин с нанесенными на
полупроводящими слоями, как невыпрямляющими, так и выпрямл
щими.

При помощи вертикального измерителя длин в сочетании с конт
ным устройством, аналогичным установке рис. 3, присоединенным
вход катодного осциллографа, были изм
ны амплитуды колебаний пластин в зав
мости от частоты при неизменной амплит
напряжения, а также в зависимости от ам
туды напряжения при неизменной частот

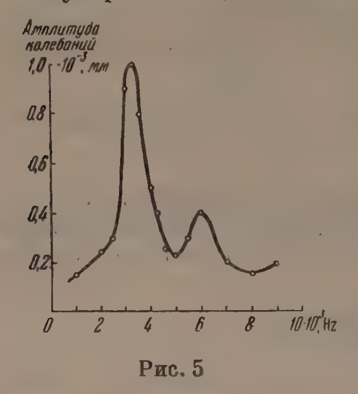


Рис. 5

Результаты этих измерений для од
из исследованных пластин селенового вы
мителя (диаметр пластины 45 мм) дан
рис. 5 и 6.

Эта же пластина была затем разрезан
две равные части. Рис. 7 показывает зав
мость амплитуды колебаний от частоты
одной из половин пластины.

Величины амплитуд, доступные для и
рения, наблюдались лишь до 13—14
При более высоких частотах амплитуды колебаний становились в
порога чувствительности измерительной установки.

При погружении пластин в вазелиновое масло наблюдалось значит
ное снижение (до 50—60%) амплитуды колебаний по сравнению с кол
ниями в воздухе при всех исследованных частотах, однако распредел
максимумов между частотами сохранялось.

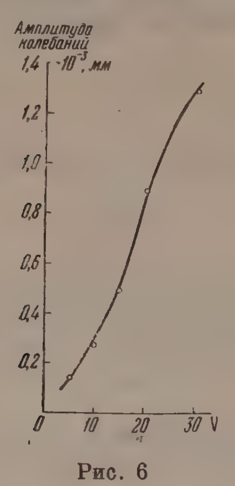


Рис. 6

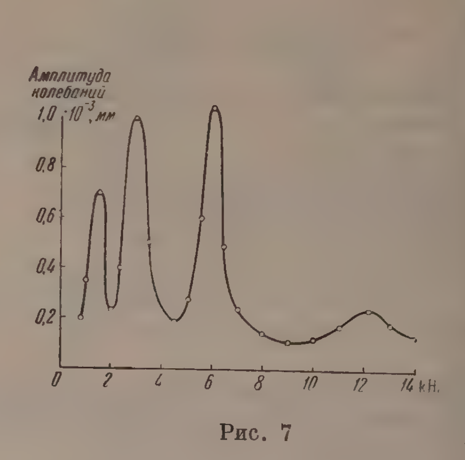


Рис. 7

Величины амплитуд получались на 3—4 порядка выше, чем их з
ния, полученные в приведенных выше ориентировочных расчетах.

Это может быть объяснено, во-первых, резонансными явлениями
вторых, тем, что полупроводниковый слой не является строго равн
ным по толщине и потому в отдельных его местах возможны значител
возрастания выделяемой мощности.

Нагревание пульсирующих пластин до 40—50° не вызывало з
ных изменений ни в величине, ни в характере зависимости амплитуды
баний от частоты и напряжения. При нагревании до более высоких

ператур (до 100°) наблюдалось медленное спадание амплитуды колебаний, и притом более заметное со стороны более высоких частот.

Испытание тех же пластин на частотах ультразвукового диапазона (свыше 10^5 Hz) в условиях, аналогичных для пьезокварцевого излучателя (но с соответственно уменьшенным напряжением), не дало положительных результатов: колебаний с заметной амплитудой не удалось обнаружить. Точно так же не удалось обнаружить заметных колебаний пластин при частотах ниже 500 Hz.

Из этого, однако, еще не следует, что за указанными пределами частот совершенно отсутствуют пульсации самого слоя: вероятнее всего, отсутствие измеримых колебаний объясняется отсутствием возникновения резонансных явлений в исследованных пластинах.

Роль явлений резонанса в описываемых опытах хорошо подтверждается следующими наблюдениями: пластина размером 10×10 см начинает интенсивно звучать с отчетливо выраженным запаздыванием по отношению к моменту подключения переменного напряжения; свободно подвешенные пластины звучат интенсивнее, чем те же пластины, наклеенные на массивную металлическую плитку; звучание, однако, полностью не прекращается даже в том случае, когда пластина сильно зажата между двумя металлическими плитками.

Наблюдаемая основная частота колебаний невыпрямляющего слоя в соответствии с изложенными выше соображениями оказывается всегда удвоенной по сравнению с частотой приложенного напряжения.

Частота колебаний слоя с выпрямляющим переходом изменяется в зависимости от амплитуды напряжения, приложенного к обкладкам слоя. Эти изменения частоты были визуально прослежены при помощи электронного осциллоскопа. Так, при изменении амплитуды напряжения от 30 до 5 V при постоянной частоте источника напряжения, кривая колебаний из почти правильной синусоиды постепенно переходила в кривую с чередующимися высокими и низкими максимумами с основной частотой, совпадающей с частотой переменного тока, и снова приближалась к синусоиде при напряжениях около 5 V.

Когда в цепь тока последовательно с выпрямляющим элементом включалось большое сопротивление, кривая колебаний приобретала вид кривой тока при однополупериодном выпрямлении, и частота основного колебания оказывалась совпадающей с частотой приложенного напряжения, что также находится в соответствии с приведенными выше соображениями.

Можно было обнаружить, что при одних и тех же размерах выпрямляющих элементов и при малом разбросе их параметров (коэффициент выпрямления, прямое и обратное падение напряжения при заданных значениях тока) интенсивность звукового эффекта при одном и том же переменном напряжении V часто оказывается весьма различной. Это обнаруживалось не только у свободно подвешенных пластин, но и в том случае, когда пластины приклеивались к массивной металлической или мраморной плите. Следовательно, надо полагать, что пульсации самого полупроводящего слоя оказывались различными.

Для выяснения возможной причины наблюдаемых различий в эффекте поступали следующим образом.

Из 50 селеновых шайб было отобрано пять шайб, отличавшихся наибольшей интенсивностью звучания, и пять — со слабо выраженным эффектом звучания. Были сняты вольт-амперные характеристики у обеих серий отобранных шайб в пределах обратных напряжений от 0 до 50 V.

Разброс характеристик в каждой из серий был примерно одинаков и каких-либо заметных различий между ними не обнаруживалось. После этого пластины подверглись испытанию на пробой. Несмотря на разброс пробивных напряжений в каждой серии, обнаружилось, что серия «слабозвучащих» пластин характеризуется бо́льшими пробивными напряжениями,

чем серия «сильнозвучащих». Таким образом, наиболее естественным пре-пущением может быть то, что вариации интенсивности звучания связа с наличием флуктуаций толщины полупроводникового слоя. В наибо тонких микроучастках слоя возникает относительно больший нагрев, и больше имеется таких участков, тем интенсивнее термомеханический фект. Следует отметить, что звучание, обусловленное термомеханическ колебаниями, оказалось возможным наблюдать во всех случаях прохож ния электрического тока звуковой частоты через тонкий полупроводя слой независимо от того, имеется ли при этом асимметрия проводимо или нет. Такими слоями могут служить, например, тонкие оксидные пл ки на металлах. Так, оксидные пленки на пластинках из меди, алюмин тантала покрывались слоем аквадага; подводя переменное напряжени звукового генератора к металлической пластине и к слою аквадага, м но было наблюдать звучание пластины с частотой, удвоенной по срав нию с частотой подведенного напряжения.

При замене оксидной пленки тонким слоем непроводящего лака (верх которого также наносится аквадаг) звучание не возникает.

Звучание также хорошо наблюдалось при прохождении тока звуко частоты через контакт металлического острия с поверхностью многих е ственных кристаллов, как галенит, пирит, цинкит, молибденит и др.

Механические колебания поверхности детекторного кристалла, роятно, являются дополнительным источником шумов, характеризую кристаллические диоды, особенно в области низких частот.

Резюмируя, можно отметить следующее.

1. Нагревание тонкого слоя полупроводника проходящим через переменным током в условиях значительной объемной плотности в ляемой энергии приводит к возникновению пульсаций толщины слоя. Пу сации толщины слоя приводят к возбуждению колебаний в механичес системах, соединенных с пульсирующим слоем.

2. Частота колебаний слоя, не содержащего выпрямляющего перех равна удвоенной частоте приложенного переменного напряжения.

Колебания слоя, содержащего выпрямляющий переход, представл собой сложное колебание, содержащее гармоники, начиная с частоты, ной частоте подведенного напряжения. Соотношения между амплитуд гармоник изменяются с изменением амплитуды подведенного напряже

3. Наличие неравномерностей в толщине слоя полупроводника приво к увеличению интенсивности возбуждаемых колебаний.

Это обстоятельство может быть использовано в практике для техн ского контроля при изготовлении полупроводниковых выпрямитель элементов.

4. Термомеханические колебания возникают также в точечном такте металла с полупроводником и могут служить источником до нительных шумов в полупроводниковых диодах.

Кафедра экспериментальной физики
Белорусского гос. университета
им. В. И. Ленина

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. Т. ВАРТАНЯН

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В настоящее время можно говорить о новой группе электронных полу-роводниковых материалов — об органических полупроводниках. Их стематическое исследование начато недавно. Исследование полупровод-иковых свойств красителей было начато нами в 1938 г. [1, 2].

В 1948 г. нами было показано [3], что полученные натиранием слои яда фталоцианинов — нового класса синтетических пигментов, родствен-ых естественным (хлорофиллу и гемоглобину),— являются электрон-ыми полупроводниками. Из температурной зависимости электропровод-ости, подчиняющейся экспоненциальному закону $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E}{kT}}$, нами была пределена энергия активации E, которая для фталоцианина без металла казалась в вакууме равной 0,43 eV.

Несколько позже Эли [4] для того же пигмента нашел $E = 1{,}2$ eV. ольшое расхождение в значениях энергии активации, несомненно, было бусловлено различным состоянием исследуемого образца в наших опы-ах и в опытах Эли. В опытах последнего исследовался мелкокристал-ический порошок, объемная плотность которого составляла всего лишь 2 гсм$^{-3}$. Между тем известно, что с повышением давления проводимость орошков при постоянной температуре растет, а энергия активации умень-ается.

В опытах Акамацу и Инокучи [5] проводимость виолантрона, пиран-рона и других порошков становилась наибольшей при давлении 80 кгсм$^{-2}$.

Недавно Эли с сотрудниками [6] снова измерил температурную зави-имость электропроводности порошка фталоцианина, находящегося под авлением 80 кг см$^{-2}$, и нашел для E величину, почти совпадающую с на-ей, а именно 0,41eV. Отсюда следует, что в отношении электропровод-ости слои, полученные натиранием, близки к порошкам, находящимся од давлением 80 кгсм$^{-2}$.

За последние годы в печати появился ряд статей, посвященных иссле-ованию полупроводниковых свойств органических соединений [6—11]. бъектами исследования преимущественно являлись конденсированные ногоядерные ароматические углеводороды: нафталин, антрацен, коронен, вален, пирантрен, виолантрен и многие другие. Наряду с такими, срав-ительно простыми, соединениями были исследованы довольно сложные ещества, как, например, кровяной альбумин, эдестин и фибриноген [6], также коллаген, шерсть, шелк и хлопок [12]. Однако эти вещества со-ержат значительное количество воды, и их проводимость и энергия акти-ации сильно зависят от влажности.

Большинство этих соединений исследовалось на воздухе в виде прессо-анных порошков, и только нафталин и антрацен могли быть исследованы виде монокристаллов [9, 10]. Температурная зависимость электропровод-ости монокристалла нафталина исследовалась как в условиях вакуума, ак и в атмосфере кислорода при давлении до 12 атм. Вследствие ничтож-ой проводимости и низкой точки плавления область измерений была

ограничена в пределах 50 ÷ 76°. Для такого узкого температурного и тервала выполнялась экспоненциальная зависимость, и в условиях ваку энергия активации E была равна 1,85 eV, когда направление тока б перпендикулярно к плоскости a—b. Величина $2E$, равная 3,7 eV и соот ствующая W в формуле $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{W}{2kT}}$, совпадает с началом оптического глощения, расположенным в области короче 300 mμ. В присутствии лорода монокристалл нафталина из собственного полупроводника пере дит в примесный, причем энергия активации падает до 0,75 eV при лении кислорода > 2 атм.

Электропроводность монокристаллов антрацена исследовалась на духе в интервале температур 85 ÷ 190°. Энергия активации E для ан цена равна 0,83 eV. Величина $2E$ = 1,66 eV значительно меньше ве чины энергии, соответствующей границе оптического поглощения (3,2 Возможно, что низкое значение энергии активации (0,83 eV), получен для антрацена различными авторами, следует, по аналогии с нафталин объяснить тем обстоятельством, что измерения производились на возд и исследуемый объект являлся примесным полупроводником. Поэт исследование температурной зависимости электропроводности монокрист ла антрацена в условиях вакуума является принципиально важным решения вопроса о совпадении величины $W = 2E$ с началом оптичес поглощения.

Электропроводность конденсированных многоядерных ароматичес соединений Акамацу и Инокучи [7, 8] приписали π-электронам сопря ных двойных связей плоской сетки углеродных атомов. Вообще гов с увеличением числа π-электронов электропроводность растет.

В органических красителях также всегда может быть установлена пряженная система валентных связей. Например, в уже упомянутых ше фталоцианинах такой системой является центральное 16-членное к цо [13], обусловливающее оптическое поглощение и анизотропию маг ной восприимчивости [14] кристаллов фталоцианинов.

Помимо фталоцианинов нами была исследована температурная висимость электропроводности ряда красителей в твердом состоя Результаты, относящиеся к метиленовому голубому и кристаллическ фиолетовому, были опубликованы нами ранее [15]. В настоящей ст мы приводим результаты исследования более тридцати красителей, надлежащих к самым различным классам.

Исследование температурной зависимости электропроводности кр телей связано с рядом специфических трудностей. Подавляющее больш ство красителей представляют собой мелкокристаллические порош Поэтому для исследования электропроводности мы пользовались комп ными слоями, полученными осаждением из спиртового раствора. осаждались на поверхность кварцевого «пальца», на котором предварит но были нанесены платиновые электроды на расстоянии 1 мм оди другого. Кварцевый «палец» вставлялся в стеклянную рубашку, пр единенную к высоковакуумной установке. Устройство такого при позволяло измерять электропроводность при различных температу Однако ряд красителей либо мало, либо вовсе не растворяется в воде спирте, либо если и растворяется, то не образует при осаждении непре ного слоя. Для таких красителей иногда удавалось получить слои ранием. Другая трудность — малая проводимость слоев многих кр телей, ограничивающая возможность измерений в области низких те ратур. Со стороны высоких температур ограничение наступает вследс возгонки (в условиях вакуума) или структурных изменений мол красителя.

Многие из исследованных нами красителей являются фотоэлект ски чувствительными [2, 15, 16]. Поэтому измерения производились длительной вакуумной обработки слоев в темноте.

Как показали наши опыты, некоторые газы (кислород, окись азота, проводород и др.) оказывают значительное влияние на электропроводность оев красителей. В данной статье приводятся результаты, полученные ми для красителей в условиях вакуума.

Токи измерялись либо зеркальным гальванометром чувствительостью $6{,}3 \times 10^{-10}$ A, либо усилителем постоянного тока чувствительостью $2{,}8 \times 10^{-14}$ A.

На рисунке приведены для ряда красителей температурные зависимости координатах $\lg\sigma$, $\frac{1}{T}$. Следует заметить, что по оси ординат нанесены лорифмы величин, пропорциональных проводимости, а именно логарифмы мнового тока, причем напряжение на слое выбиралось таким, чтобы при иболее высокой температуре отклонение гальванометра составляло приизительно 100 или 200 делений. Для сравнения наклонов прямых ($\lg\sigma$,), полученных для различных красителей, такой способ измерения весь удобен. Из рисунка видно, что экспоненциальная зависимость электопроводности красителей от температуры является достаточно общей.

Температурный интервал, в котором производились измерения, различый для различных красителей. Для некоторых красителей и пигментов апример, метиленового голубого, кристаллического фиолетового, фтацианинов магния, цинка и др.) удалось охватить интервал до 100 ÷ 150°. ля большинства же красителей этот интервал составлял 50 ÷ 80°.

Относящиеся к отдельным красителям сведения, а также полученные ами результаты сведены в табл. 1. Номер красителя в табл. 1 соответвует номеру прямой на рисунке; нумерация на рисунке сквозная.

Из таблицы видно, что для приведенных на рисунке красителей энерии активации находятся в диапазоне значений 0,35 ÷ 1,1 eV. Для двух расителей — родамина 3Б и родамина Ж — были получены аномально ольшие значения энергии активации, а именно 2,22 eV. Такое поведение ыло весьма загадочным, так как для родственных красителей — родамина Ж и родамина 6Ж — были получены обычные значения 0,95 и 0,89 eV оответственно.

При исследовании спектров поглощения возогнанных слоев красителей ыло обнаружено, что родамины 3Б и Ж отличаются от родаминов 5Ж и Ж и в спектральном отношении. В то время как спектры поглощения одамина 5Ж и родамина 6Ж почти не зависят от того, получены ли слои саждением из спиртового раствора или возгонкой в вакууме, спектры оглощения слоев родамина 3Б и родамина Ж, полученных двумя указанными способами, резко отличны в ультрафиолетовой области [17]. Как поазали детальные исследования, родамины 3Б и Ж, а также родамин Б ри нагревании претерпевают изменения, в результате которых образуются бесцветные соединения, сильно поглощающие в ультрафиолетовой бласти. Энергия активации 2,22 eV, по-видимому, обусловлена этим ным веществом. Электропроводность фуксина с температурой изменяется о экспоненциальному закону, но величина энергии активации по мере ермической обработки уменьшается, что, по-видимому, является следствием недостаточной чистоты образца. Приведенная в таблице величина ля энергии активации фуксина 0,85 eV является наиболее вероятной. Для цианина энергия активации равна 0,98 eV; эта величина была полуена после многочасовой тепловой обработки. Получить экспоненциальную зависимость для яркого зеленого не удалось.

Из приведенных в табл. 1 значений видно также, что для некоторых расителей энергия термической ионизации ($2E$) довольно близка к длинноволновой «границе» поглощения красителя в твердом состоянии (точое определение границы поглощения не представляется возможным, так ак кривые поглощения большинства красителей не имеют достаточно езкой границы со стороны длинных волн). К числу таких красителей при-

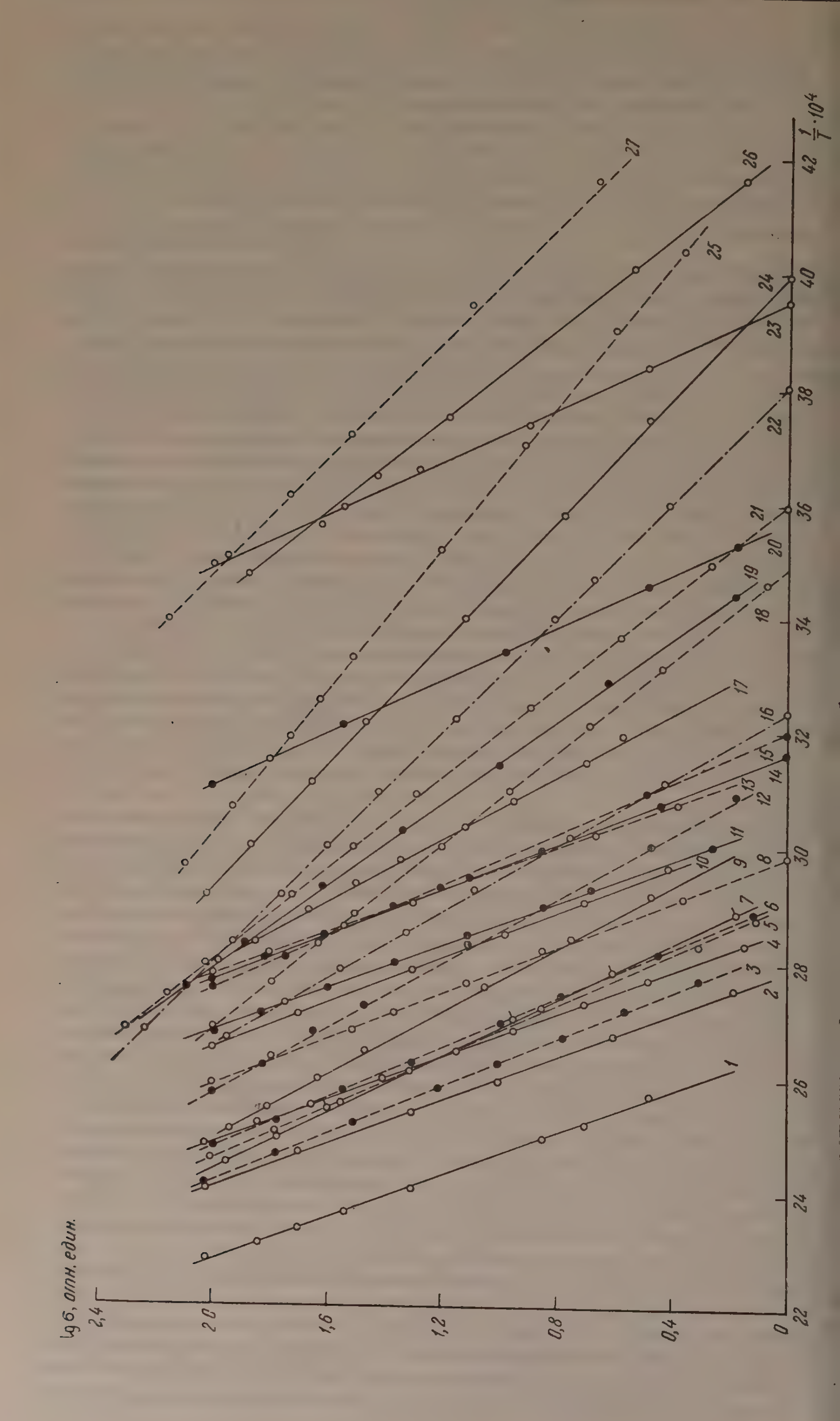

lg σ, отн. един.
2,4
2,0
1,6
1,2
0,8
0,4
0
22
24
26
28
30
32
34
36
38
40
42
$\frac{1}{T} \cdot 10^4$
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27

Таблица 1

№ п/п	Название красителя	Класс	Температурный интервал, °C	2E (eV)	λ (mμ), соответствующая 2E	λ(mμ), соответствующая крутому подъему кривой поглощения
1	Эритрозин	Ксантеновый	116—165	2,15	575	600
2	Флоксин	»	90—143	2,08	594	600
3	Бенгальский розовый	»	88—142	1,9	650	610
4	Эозин	»	80—130	2,13	580	590
5	Родамин 6Ж	»	50—135	1,77	700	620
6	Гематин	Пигмент	73—130	1,83	675	—
7	Бирюзовый голубой	Трифенилметановый	73—135	1,6	770	760
8	Родамин 5Ж	Ксантеновый	60—115	1,9	650	—
9	Магдальский красный	Азиновый	67—136	1,44	857	670
10	Уранин	Ксантеновый	50—120	2,0	617	550
11	Трипафлавин	Акридиновый	60—100	2,2	560	550
12	Феносафранин	Азиновый	20—116	1,4	880	620
13	Гематопорфирин	Пигмент	73—130	1,83	675	—
14	Хлорофилл a + b	»	40—90	2,0	617	—
15	Аурамин	Дифенилметановый	39—90	1,77	700	520
16	Капри синий	Оксазиновый	36—102	1,38	894	800
17	Сафранин	Азиновый	20—116	1,4	880	660
18	Нафтоловый зеленый	Нитрозо	15—100	0,98	1250	—
19	Тионин	Тиазиновый	17—100	1,1	1122	720
20	Ночной голубой	Трифенилметановый	10—49	1,7	725	750
21	Метиленовый голубой	Тиазиновый	50—100	1,0	1234	750
22	Фталоцианин Zn	Пигмент	—10—100	0,79	1560	~800
23	Ночной голубой	Трифенилметановый	—20—13	1,7	725	750
24	Кристаллический фиолетовый	»	—30—70	0,74	1670	725
25	Фталоцианин Mg	Пигмент	—30—100	0,78	1580	~800
26	Метиленовый голубой	Тиазиновый	—50—15	1,0	1234	750
27	Фталоцианин Zn	Пигмент	—33—22	0,79	1560	~800
28*	Фталоцианин без металла	»	0—100	0,87	1420	~880
29	Фталоцианин Cu	»	30—100	1,2	1010	~860
30	Фталоцианин сульфированный	»	0—100	0,9	1370	—
31	Родамин 3Б	Ксантеновый	104—127	4,43	278	—
32	Родамин Ж	»	120—140	4,44	278	—
33	Цианин	Хинолиновый	40—100	1,9	650	670
34	Пинацианол	»	35—85	1,8	686	700

надлежат эозин, эритрозин, флоксин, трипафлавин и др. Для ряда красителей, наоборот, наблюдается довольно сильное расхождение между указанными величинами. Это расхождение особенно значительно для кристаллического фиолетового, метиленового голубого, фталоцианинов и др. Не исключена возможность, что проводимость исследованных слоев этих красителей была не собственная, а примесная.

Дальнейшая работа должна быть направлена на получение и исследование монокристаллов, так как для них следует ожидать более четкой зависимости между величиной $2E$ и границей оптического поглощения. Полученные нами величины $2E$ лежат в пределах значений, полученных рядом авторов для многих органических соединений. В табл. 2 приведены значения $2E$ для ряда органических соединений по литературным данным.

* Результаты измерений для красителей с № 28 по № 34 на рисунке не приведены.

Таблица

№ п/п	Название вещества	Температурный интервал ,°C	2E, eV	Литературная ссылка	Примечание
1	Нафталин	50—76	3,7	[10]	Монокристалл в ва уме
	»	50—76	1,5	[10]	Монокристалл в $P_{O_2} = 12$ атм
	»	20—75	1,4	[18]	Монокристалл на в духе
2	Антрацен	85—190	1,65	[9]	Монокристалл на в духе
	»	30—70	1,92	[11]	Возогнанный слой
	»	70—204	1,66	[6]	Порошок
	»	20—60	1,50	[18]	Лепестки
3	Коронен	220—280	2,18	[6]	Порошок
4	Овален	—	1,13	[7]	»
5	Дифенилбутадиен	20—140	>4,3	[6]	»
6	Дифенилоктатетраен	20—230	>4,3	[6]	»
7	2-амино-4 : 6-диметилпиримидин	20—150	>4,3	[6]	»
8	*N*-фенилсиднон	50—130	>4,3	[6]	»
9	Антантрен	—	1,67	[8]	»
10	Антантрон	—	1,7	[8]	»
11	Мезо-нафтодиантрен	—	1,2	[8]	»
12	Мезо-нафтодиантрон	—	1,3	[8]	»
13	Пирантрен	—	1,07	[8]	»
14	Пирантрон	—	1,06	[7, 8]	»
15	Виолантрен	—	0,85	[8]	»
16	Виолантрон	—	0,78	[7, 8]	»
17	Изовиолантрен	—	0,82	[8]	»
18	Изовиолантрон	30—130	0,75	[8]	»
	»	50—250	1,54	[6]	Непрессованный по шок
	»	50—250	1,14	[6]	Прессованный по шок
19	Кровяной альбумин	70—180	~2,2	[6]	Сухой
	» »	70—180	~1,7	[6]	Влажный
20	Фибриноген	150—270	~2,8	[6]	—
21	Эдестин	90—204	~2,5	[6]	—
22	Коллаген	—	2,72	[12]	—
23	Шерсть	—	2,68	[12]	Волокно
24	Шелк	—	2,68	[12]	»
25	Хлопок	—	1,92	[12]	»
26	Парафин	13—40	1,10	[18]	»
27	Полистирол	—	0,80	[18]	»
28	Желатин	—10—20	1,82	[19]	Влажный

Из табл. 2 видно, что величина $2E$ для коллагена, шерсти и шелка поч одинаковая (2,7 eV). Такое совпадение едва ли может быть случайны Нам кажется, что эти и некоторые другие вещества не принадлежат к ч лу электронных полупроводников.

В заключение отметим, что фотопроводимость красителей, наблюдаем в собственной длинноволновой полосе поглощения, также растет по экс ненциальному закону при повышении температуры слоя. В табл. 3 п ведены значения $2E$, определенные из температурной зависимости фо проводимости некоторых красителей. Для исследованных красителей значения лежат между $0{,}4 \div 0{,}8$ eV и, как правило, они значител меньше величины $2E$, определенной для темновой проводимости.

Ранее нами было показано [15, 20], что поглощение фотона молеку красителя первично сопровождается лишь возбуждением. После возбу дения электроны могут перейти на триплетные уровни молекулы кра

ня, лежащие ниже синглетных уровней возбуждения, и на локальные овни захвата электронов. Величина $2E$, определенная из температурной висимости фотопроводимости, характеризует величину тепловой энер-

Таблица 3

№ п/п	Краситель	$2E$ для темновой проводимости, eV	$2E$ для фотопроводимости, eV
1	Капри синий	1,38	0,82
2	Трипафлавин	2,2	0,53
3	Сафранин	1,4	0,84
4	Кристаллический фиолетовый	0,74	~0,6
5	Флоксин	2,08	0,47*
6	Бенгальская розовая	1,9	0,6*
7	Эритрозин	2,15	0,5*
8	Эозин	2,13	0,6*
9	Пинацианол	1,80	0,43

ии, необходимой для высвобождения электронов из этих локальных ровней и перехода их в зону проводимости.

Цитированная литература

. Вартанян А. Т., Теренин А. Н., J. of Phys. USSR, 4, 173 (1941).
. Вартанян А. Т., ЖФХ, 20, 1065 (1946).
. Вартанян А. Т., ЖФХ, 22, 769 (1948).
. Eley D. D., Nature, 162, 819 (1948).
. Akamatu H., Inokuchi H., J. Chem. Phys., 18, 810 (1950).
. Eley D. D., Parfitt Q. D., Perry M. J., Taysum D. H., Trans. Farad. Soc., 49, 79 (1953).
. Akamatu H., Inokuchi H., Handa T., Nature, 168, 520 (1951).
. Inokuchi H., Bull. Chem. Soc., Japan, 24, 222 (1951).
. Mette H., Pick H., ZS. f. Phys., 134, 566 (1953).
. Pick H., Wissman W., ZS. f. Phys. 138, 436 (1954).
. Northrop D. C., Simpson O., Proc. Phys. Soc., B, 67, 892 (1954).
. Baxter S., Trans. Farad. Soc., 39, 207 (1943).
. Robertson J. M., J. Chem. Soc., 1195 (1936).
. Lonsdale K., Proc. Roy. Soc. A., London, 159, 149 (1937).
. Вартанян А. Т., Изв. АН СССР, Серия физич., 16, 169 (1952).
. Вартанян А. Т., ЖФХ, 24, 1361 (1950).
. Вартанян А. Т., ЖФХ, 30, 1028 (1956).
. Риль Н. В., ЖФХ, 29, 959, (1955).
. Риль Н. В., ЖФХ, 29, 1537 (1955).
. Вартанян А. Т., ЖФХ, 27, 272 (1953).

* Величина $2E$ зависит от длины волны возбуждающего света. В табл. 3 приведены едние значения $2E$.

П. И. БАРАНСКИЙ

ЗАВИСИМОСТЬ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ГЕРМАНИИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ СУРЬМЫ И ФОСФОРА

Изучение подвижности носителей тока является не только источни более глубокого понимания физики процессов, происходящих в полу воднике, но создает также возможность для улучшения технических п зателей кристаллических изделий (уменьшение инерционности, устр ние шумов и т. д.). В отличие от вопроса о рассеянии носителей ток колебаниях решетки, который можно считать в настоящее время доста но хорошо изученным, рассеянию носителей на ионизированных цен экспериментаторы вплоть до последнего времени мало уделяли внима

Нами изучена зависимость подвижности носителей тока в германи концентрации сурьмы Sb^{124} и фосфора P^{32} при комнатной температ

Полная ионизация (что было установлено прямыми опытами) ука ных примесей в монокристальных образцах германия позволяла нахо концентрацию рассеивающих центров при помощи метода меченых ато Значения холловской подвижности носителей μ_H находились общепр тым путем

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E}{kT}},$$

$$\mu_H = \frac{8}{3\pi} \cdot \frac{R}{\rho}.$$

Экспериментальные результаты, полученные в опытах с сурьмой и форои, изображены на рис. 1 точками и крестиками соответственно

Сопоставление этих данных с выводами теории примесного рассея Конвелл — Вайскопфа (рассеяние носителей на кулоновских цент [1—5]) естественно, как нам кажется, производить следующим обра

Учитывая то, что, согласно теории,

$$\frac{1}{\mu} = A + B(n),$$

где A — член, обусловленный рассеянием на решетке, а B — характ зует рассеяние на примесях и является функцией их концентраци необходимо вычислить по формуле Конвелл — Вайскопфа $B =$ и результаты этих вычислений нанести на кальку в полулогарифмичес масштабе ($\frac{1}{\mu}$ от $\log n$). Имеющиеся экспериментальные данные нанест миллиметровку также в координатах ($\frac{1}{\mu}$, $\log n$) в том же масштабе. За перемещая кальку параллельно оси ординат, добиться наилучшего со дения теоретической кривой с экспериментальными точками. Сплош кривая рис. 1 и представляет собой теоретическую зависимость подв ности носителей тока от концентрации ионизированных примесей, расположение на графике относительно экспериментальных точек б подобрано посредством перемещения «стандартной кривой» параллел оси ординат. Представленные на рис. 2 в двойном логарифмическом штабе эти же результаты позволяют непосредственно в процентах нить уклонение экспериментальных точек от теоретической кривой.

авнения на этом же рисунке представлены в форме кругов (с учетом мас-абов по обеим осям) данные Пирсона и его сотрудников [6], изучавших нцентрационную зависимость подвижности носителей тока в германии, гированном сурьмой. Недостаточная точность их опытов, как это явст-ет из рис. 2, практически исключала возможность сопоставления резуль-тов Пирсона с выводами теории.

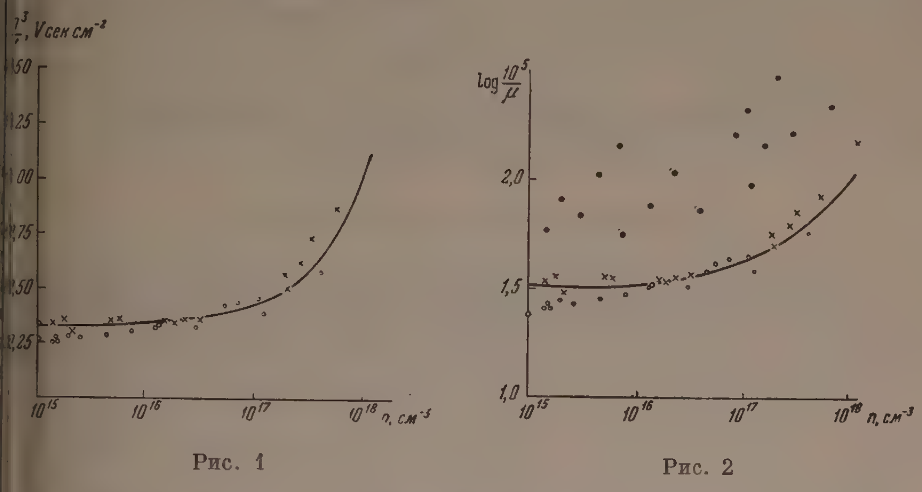


Рис. 1 Рис. 2

Учет же наших данных позволяет считать установленным, что умень-ение подвижности носителей тока с повышением концентрации рассеи-ющих центров (представляющих собой ионизированные атомы при-си) как в случае присадки сурьмы, так и в случае присадки фосфора при мнатной температуре количественно (с точностью до 10—12%) удовлет-ряет формуле Конвелл — Вайскопфа.

Автор доклада сердечно благодарит В. Е. Лашкарева за предложе-е темы и научное руководство при ее выполнении.

Институт физики Академии наук УССР

Цитированная литература

Conwell E. M., Weisskopf V. F., Phys. Rev., **69**, 258 (1946).
Conwell E. M., Weisskopf V. F., Phys. Rev., **77**, 388 (1950).
Conwell E. M., Ryder E. J., Phys. Rev., **87**, 190 (1952).
Debye P. P., Conwell E. M., Phys. Rev., **87**, 1131 (1952).
Conwell E. M., Proc. IRE, **40**, 1329 (1952).
Pearson G. L., Struthers J. D., Theucrer H., Phys. Rev., **77**, 809 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК

Т. XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 19

В. А. ЧУЕНКОВ

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ

(Краткое содержание доклада)

Изучение процессов, происходящих в полупроводниках, помещен в сильное электрическое поле, представляет большой интерес как с прак ческой, так и с теоретической точки зрения. При наличии сильного эле рического поля (большие обратные напряжения) в германиевых и кремн вых электронно-дырочных (э.-д.) переходах возникают процессы, при дящие к нарушению их электрической прочности. К таким процессам носятся: разогрев перехода, эффект Зинера, ионизация электрон ударом.

В настоящее время установлено [1], что при подаче напряжения в ф ме импульсов длительностью 10^{-5} сек и меньше нарушение электричес прочности электронно-дырочных переходов обусловлено исключител ударной ионизацией. Вместе с тем ударная ионизация играет существ ную роль и при пробое э.-д. переходов на постоянном напряжении.

Изучение процесса ударной ионизации в э.-д. переходе, где име существенно неоднородное электрическое поле, является весьма труд задачей. Первым шагом на пути к решению этой задачи является, на взгляд, изучение процессов, происходящих в однородном полупро нике при наложении достаточно сильного однородного электричес поля в форме кратковременного импульса, когда тепловые эффекты м быть исключены.

В настоящей работе сделана попытка нахождения функции распр ления электронов в полупроводнике типа германия в сильном однород электрическом поле (напряжение подается в форме короткого импу длительностью 10^{-5} сек и меньше) с учетом рассеяния на акустически оптических колебаниях решетки, а также ионизационных столкнове электронов с атомами решетки. Рекомбинация электронов играет су ственную роль лишь в малой окрестности нуля энергий в фазовом странстве [2]. Поэтому всюду, за исключением малой окрестности энергий, рекомбинационным членом при нахождении функции распр ления можно пренебречь.

На основе найденной функции распределения сформулирован кр рий, позволяющий определить напряженность поля $E = E_{\text{кр}}$, при к ром происходит нарушение электрической прочности и образование эл ронной лавины, в функции температуры и параметров решетки. При натной температуре для электронного германия $E_{\text{кр}} = 4{,}6 \cdot 10^4$ V а для электронного кремния $E_{\text{кр}} = 1{,}1 \cdot 10^5$ V см$^{-1}$.

Опытное значение максимальной напряженности электрического ля $E = E_m$ в германиевом э.-д. переходе в момент нарушения его элек ческой прочности (среднее значение напряженности электрического в э.-д. переходе равно $E_{\text{ср}} = \frac{E_m}{2}$ для вплавленных диодов и $E_{\text{ср}} = \frac{E_m}{1{,}5}$ для фузионных диодов) обычно в три-четыре раза больше ($E_m \approx 2 \cdot 10^5$V

азанного выше теоретического значения $E_{кр}$ [3]. Это расхождение ьясняется тем, что теоретическое значение $E_{кр}$ получено для достаточно льшого слоя полупроводника, помещенного в однородное электрическое ле, в то время как при пробое э.-д. переходов мы имеем дело с узким ем полупроводника порядка 10^{-3} см, находящемся в неоднородном элект-ческом поле. Следовательно, для развития достаточно мощной элект-нной лавины, необходимой для нарушения электрической прочности д. перехода, требуется поле, несколько большее $E_{кр}$. Из сказанного ясно, с увеличением ширины э.-д. перехода значение E_m должно приближать-к $E_{кр}$. Действителъно, Б. М. Мул и А. П. Шотов показали [3], что при рине германиевого э.-д. перехода в 0,3 мм значение E_m в момент пробоя вно

$$7{,}6 \cdot 10^4 \text{ V см}^{-1} \left(E_{ср} = \frac{E_m}{2} = 3{,}8 \cdot 10^4 \text{ V см}^{-1}\right),$$

уже довольно близко к теоретическому значению $E_{кр}$.

Заметим, что если рассеяние на оптических колебаниях не учитывать, для электронного германия получим

$$E_{кр} = 4 \cdot 10^3 \text{ V см}^{-1},$$

явно противоречит опыту. Следовательно, при наличии сильного элект-ческого поля, когда средняя энергия электронов ε гораздо больше kT, ссеяние на оптических колебаниях играет весьма существенную роль. и $E \approx kT$, как известно, основную роль играет рассеяние на акустиче-их колебаниях.

Анализ функции распределения показывает что, начиная с энергии $\varepsilon = \varepsilon_1$ выше, ионизационные столкновения электронов с атомами решетки игра-преобладающую роль по сравнению с рассеянием на тепловых колеба-ях решетки. При $\varepsilon < \varepsilon_1$ преобладающую роль играют столкновения на лебаниях решетки. Как показывает расчет, энергия ε_1 значительно пре-шает ширину запрещенной зоны I. Для германия $I = 0{,}75$ eV, $\varepsilon_1 = 2{,}2$eV, для кремния $J = 1{,}15$ eV, а $\varepsilon_1 = 2{,}55$ eV. Это обстоятельство ука-вает на одну из причин, по которой на производство пары электрон — рка при облучении полупроводника электронами расходуется энергия превышающая значение J (опыт дает $\varepsilon^* \approx 2-3$ eV). Для коэффициента рной ионизации α в настоящей работе предложена формула

$$\alpha(E) = aEe^{-\frac{b}{E}}, \tag{1}$$

E — напряженность электрического поля,

$$a = \frac{3e}{2\varepsilon_1 + I}, \quad b = \frac{2\varepsilon_1 + I}{3el^*} \tag{2}$$

есь e — заряд электрона, l^* — средняя длина свободного пробега элект-на в интервале энергий от ε_m до ε_1; ε_m — среднее значение энергии, торой обладают ионизирующий и выбитый электроны после ионизации).

При комнатной температуре для электронного германия

$$\alpha(E) = 0{,}59Ee^{-\frac{5{,}8 \cdot 10^5}{E}}, \tag{3}$$

для электронного кремния

$$\alpha(E) = 0{,}48Ee^{-\frac{8{,}16 \cdot 10^5}{E}}, \tag{4}$$

E дается в электронвольтах.

Зависимость коэффициента ударной ионизации от напряженности электрического при комнатной температуре

Электронный германий	E, V см$^{-1}$	$1,67 \cdot 10^5$	$1,75 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$2,25 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$	2,7
	$\alpha(E)$ опыт	$4 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$	
	$\alpha(E)$ теория	$3,06 \cdot 10^3$	$3,72 \cdot 10^3$	$6,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,42 \cdot 10^4$	
Электронный кремний	E, V см$^{-1}$	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$6 \cdot 10^5$	
	$\alpha(E)$ опыт	$1,0 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^4$	1,0
	$\alpha(E)$ теория	$1,61 \cdot 10^3$	$9,2 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^4$	$4,75 \cdot 10^4$	$7,95 \cdot 10^4$	1,0

В таблице теоретические значения α (E), вычисленные по формулам и (4), сравниваются с опытными [3, 4, 5]. Опытные значения α (E) для мания, приведенные в таблице, получены Б. М. Вулом и А. П. Шото [3]. Данные этих авторов являются наиболее надежными, так как получены при пробое э.-д. переходов на импульсах, когда влияние те вых эффектов исключено.

Заметим, что формула (1) справедлива как для однородных, так и неоднородных полей.

В заключение пользуюсь случаем выразить благодарность Б. М. В и А. П. Шотову за ценные дискуссии по обсуждаемому вопросу.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Шотов А. П., ЖТФ, 26, 1634 (1956).
2. Адирович Э. И., Некоторые вопросы теории люминесценции кристалл Гостехтеоретиздат, стр. 297, 1951.
3. Вул Б. М. и Шотов А. П., Радиотехника и электроника, 8, 1080 (195
4. Wolff P. A., Phys. Rev., 95, 1415 (1954).
5. Miller S. L., Phys. Rev., 99, 1234 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Ю. Н. ШУВАЛОВ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ СЕРНИСТОГО КАДМИЯ

Задача, которая ставилась в настоящей работе, заключалась в выясне-
и связи между распределением электронной плотности в кристаллах и
электропроводностью.

Еще Р. В. Джеймс и Э. М. Фирс показали [1] наличие изменений в рас-
еделении электронных плотностей в кристаллах при повышении тем-
ратуры, выражающихся в размазывании максимумов электронной плот-
сти вследствие усиления тепловых колебаний.

Р. Брилль, Г. Гримм, К. Германн и К. Петерс исследовали распределе-
е электронной плотности в кристаллах каменной соли, алмаза, уротро-
ина [2] и магния [3], т. е. в веществах, являющихся типичными для
онной (гетерополярной), атомной (гомеополярной), ван-дер-ваальсовой и
еталлической связей. В частности, их работа подтвердила существова-
е обменных электронов в случае атомной связи; располагаясь вблизи
инии, соединяющей центры тяжести атомов, они увеличивают электрон-
ую плотность вдоль этой линии. Такое увеличение электронной плот-
ости вдоль определенного направления в кристалле выглядит на карте ее
аспределения в виде своеобразной электронной перемычки между ато-
ами, так называемого «электронного мостика». С другой стороны, каменная
оль с ее ионной связью показывает отсутствие подобных мостиков, и
ней наблюдается падение электронной плотности практически до нуля
ежду атомами натрия и хлора.

Если различные образцы одного полупроводника обладают сильно
азличающейся проводимостью из-за наличия примесей, то можно ожи-
ать в таких образцах также изменения в распределении электронной
лотности.

Исследование проводилось путем снятия развернутых рентгенограмм
ращения, полученных по методу Вайсенберга [4] на рентгенгониометре
устера — Мартина с последующим измерением интенсивностей рефлек-
ов при помощи микрофотометра МФ-2. По интенсивностям рефлексов I
ычислялись структурные амплитуды F с температурным фактором e^{-M}
относительных единицах:

$$F \cdot e^{-M} = \sqrt{I \cdot \frac{\sin 2\vartheta}{1 + \cos^2 2\vartheta}}\,.$$

Относительная электронная плотность ρ в любой точке кристалла под-
читывалась посредством Фурье-синтеза [5]. Техника суммирования ря-
ов Фурье проводилась в основном по методу трафаретов [6], а затем
оставлялись диаграммы распределения электронной плотности исследо-
авшихся кристаллов.

Исследование связи между электронной плотностью и электропровод-
остью было проведено на кристаллах сернистого кадмия, любезно предо-
тавленных для настоящей работы С. М. Рывкиным. Кристаллы эти были
олучены С. М. Рывкиным в Физико-техническом институте путем испа-
ения металлического кадмия в атмосфере водорода и паров серы. Из-за

неуловимых вариаций в условиях получения кристаллы приобрет проводимость, менявшуюся в широких пределах.

Кристаллический CdS имеет структуру вюрцита, которая впервые б определена К. Аминовым [7] и уточнена для CdSФ. Ульрихом и В. За риассеном [8]. CdS представляет собой плотнейшую гексагональную у ковку из атомов кадмия, половина тетраэдрических пустот которой нята атомами серы.

Исследовавшиеся кристаллы имели форму параллелепипедов, сил вытянутых вдоль гексагональной оси *c*. Ширина их составляла 0,2 ÷ 0,4 мм при толщине 0,03 ÷ 0,04 мм. При вращении кристаллов вок оси *c* вайсенбергограммы нуле слоевой линии давали рефлексы ны, по интенсивностям которых м но было рассчитать проекцию р пределения электронной плотно на плоскость (001).

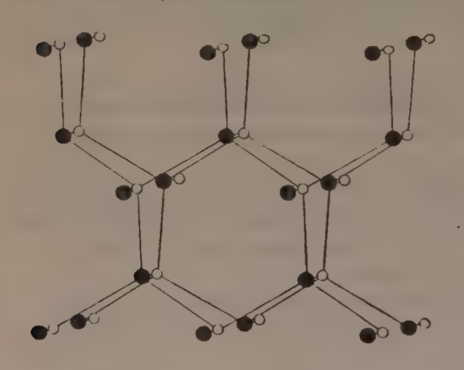


Рис. 1. Решетка CdS (структура вюрцита). Вид по направлению, близкому к (001)

Проекция эта (рис. 1) отличае тем, что в ней имеет место наложе атомов кадмия и серы одного на д гой в равных количествах, и поэт они обезличиваются. Но зато мож высказать ряд определенных сооб жений о связях между ними, то как в случае проекции, при кото атомы разделяются, отдельные св накладываются на тетраэдричес и октаэдрические пустоты, что трудняет их анализ.

Для измерения проводимости образцы наклеивались на стекло т чтобы поверхность клея плавно соединяла верхние поверхности криста и стекла; середину кристалла прикрывали полоской фольги шири 1—2 мм. Затем на стекло и кристалл наносили слой алюминия путем ис рения в вакууме. На концы кристалла подавалось напряжение до 12 через гальванометр чувствительностью $5 \cdot 10^{-9}$ А мм$^{-1}$, что позволяло мерять общее сопротивление образца почти до 10^{11} Ω.

Было исследовано более 20 образцов. Вычисления были проведены 13 образцов по нескольким наиболее удачным рентгенограммам с кажд Кристаллы эти показали весьма разнообразное удельное сопротивле от 0,0025 до 110 MΩ·см. За основу для сравнений был выбран один из н более высокоомных кристаллов *a*, данные для которого были получ из 17 вполне удовлетворительных рентгенограмм.

Вращение вокруг шестерной оси симметрии, каковой является ось *c* сагонального кристалла, разбивает все рефлексы на шесть идентич секторов по 60° каждый, так что достаточно рассмотреть отражения тол на одном из них. На каждой вайсенбергограмме можно выбрать рефле относящиеся к одному сектору так, что они оказываются достаточно у ленными от областей сильного поглощения, что оправдывает пренебре ние абсорбционным фактором. Впрочем, задачей работы не являлось ср нение экспериментальных данных с теоретическими, которое было п ведено только для сверки общей структуры кристалла и с этой точки з ния дало удовлетворительные результаты, а сравнение эксперимента ных данных ряда кристаллов между собой. Поэтому кристаллы выби лись определенной формы и располагались при съемке одинаковым о зом, что и обеспечивало законность сравнения результатов. Условия работки пленок и фотометрирования рефлексов также оставались посто ными.

Изменения в интенсивности рефлексов для разных образцов ок лись значительными. При этом было замечено, что интенсивности од

ефлексов по сравнению с соседними имеют тенденцию изменяться опре-ленным образом при переходе к кристаллам с большей проводимостью. ти-то относительные изменения интенсивностей рефлексов были использо-аны для определения изменений в распределении электронных плотно-тей. Для удобства сравнения эти отношения для каждого образца были оделены на соответствующие отношения выбранного за основу сравнений ногократно проверенного кристалла *а*. Таким образом, для каждого ристалла получился комплекс унифицированных отношений, определяе-ых реальной структурой данного кристалла через интенсивности его ефлексов (см. таблицу).

Отношения интенсивностей рефлексов кристаллов CdS

бразцы ристал-лов	Рефлексы										Удельное сопротив-ление в М Ω · см
	110 : 100	110 : 200	200 : 210	300 : 210	300 : 220	220 : 310	310 : 400	400 : 320	410 : 320	410 : 500	
ысоко-омные	0,86	1,24	1,06	1,37	1,20	1,15	0,92	0,96	0,91	0,72	110
	1,00*	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	78
	0,85	1,25	1,08	1,26	1,06	1,51	0,97	0,94	1,12	0,89	21
	0,96	1,19	0,91	1,02	0,93	1,11	0,94	1,10	1,11	0,94	17,5
	1,03	1,24	1,01	1,09	1,28	0,90	1,06	0,93	0,98	1,10	13
	1,03	1,28	0,99	0,98	0,92	1,04	0,97	1,07	1,03	0,94	2,15
реднее начение	0,96	1,20	1,01	1,12	1,07	1,12	0,98	1,00	1,03	0,93	
	1,14	1,47	0,99	1,12	0,94	1,20	1,26	1,01	1,0 9	1,14	0,25
		1,65	1,00	1,07	0,97	1,47	0,90	1,14	1,0 1	1,47	0,1
изко-омные	1,13	1,54	0,89	0,91	0,96	1,11	0,98	1,11	0,99	1,10	0,02
	1,27**	1,80	0,75	0,84	0,76	1,15	1,01	0,99	1,05	1,44	0,016
	1,33	2,22	1,00	1,16	0,85	1,69	1,20	1,03	1,63	1,00	0,005
	1,13	2,08	0,87	0,85	0,68	1,39	1,25	0,83	0,97	1,13	0,0025
	1,06	2,13	0,61	0,84	0,80	2,50	0,69	1,10	1,40		
реднее начение	1,18	1,95	0,82	0,92	0,81	1,57	1,03	1,01	1,21	1,17	

Если расположить все образцы по возрастающей удельной проводимости логарифмическом масштабе, то можно проследить изменение каждого з отношений от одного образца к другому по мере роста проводимости рис. 2). Таблица и график показывают, что, несмотря на многочисленные лучайные отклонения, некоторые из отношений в общем закономерно ра-тут с проводимостью (№ 1, 2, 6, 7, 10), другие падают (№ 3, 4, 5), третьи не бнаруживают никакой определенной тенденции (№ 8, 9 и другие). По-ледняя группа пассивных отношений представляет рефлексы с малой нтенсивностью.

* Данные этой строки относятся к кристаллу *а*.

** Данные этой строки относятся к кристаллу *б*.

Зависимость между проводимостью и отношениями интенсивностей р лексов выступает еще более четко, если сравнивать отношения, усредн ные по группам высокоомных и низкоомных образцов. Метод рассмотре отношений рефлексов позволяет избегнуть сложного вычисления электр ной плотности для каждого кристалла в отдельности.

Вычисления структурных амплитуд и построение проекции расп деления электронной плотности были выполнены для двух кристалл высокоомного *а* (рис. 3) и низкоомного *б* (рис. 4). Эти построения предст ляли собой почти идентичные картины. Эффект обрыва бесконечн ряда Фурье, получающийся из-за невозможности использовать тру измеряемые рефлексы высоких индексов, сказался на опытных расп лениях и выразился в возникновении волн обрыва вокруг максиму (атомы) и минимумов (октаэдрические пустоты) электронной плотно

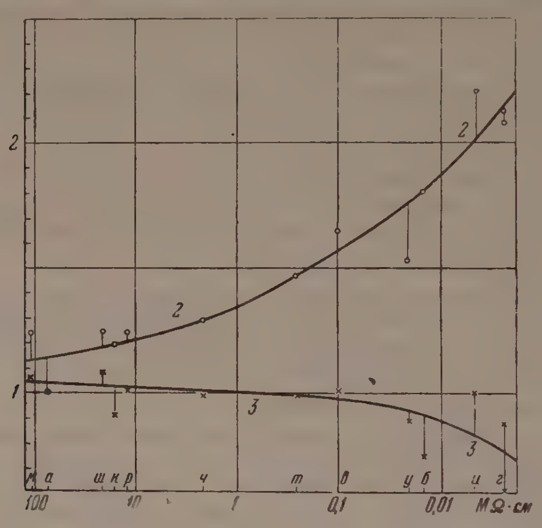


Рис. 2. Отношения интенсивностей рефлексов разных образцов CdS

Для возможного уменьшения эффекта обрыва ряда при использова экспериментальных данных был применен распространенный и общеп знанный [5] прием — фиктивное повышение температуры опыта, заключ щееся в искусственном увеличении показателя *M* у температурн фактора e^{-M}. Этот прием, почти не нанося ущерба первым главнейш структурным амплитудам, сильно уменьшает последние, как раз которые не могут быть получены экспериментально с достаточной до верностью и этим самым как бы узаконивают пренебрежение ими. Ис зают волны обрыва, вносящие путаницу в картину распределения эле ронной плотности реальных кристаллов. Правда, понижаются и рас ряются главные максимумы, что соответствует усилению тепловых к баний атомов. Электронная плотность размазанных максимумов повыш электронный фон в пространстве между атомами, но эффект этот облад сферической симметрией и не нарушает относительных возмущений эле ронной плотности в отдельных направлениях, хотя и ослабляет их. нятно, что все это только увеличивает погрешности вычисления, котор накладываются на и без того значительные погрешности фотометриро ния.

Все же, сравнивая детали диаграмм распределения электронных пл ностей (рис. 3 и 4), удалось получить определенный намек на законом ность искажения электронной плотности в пространстве между про циями атомов при переходе от высокоомного кристалла *а* к низкоомному

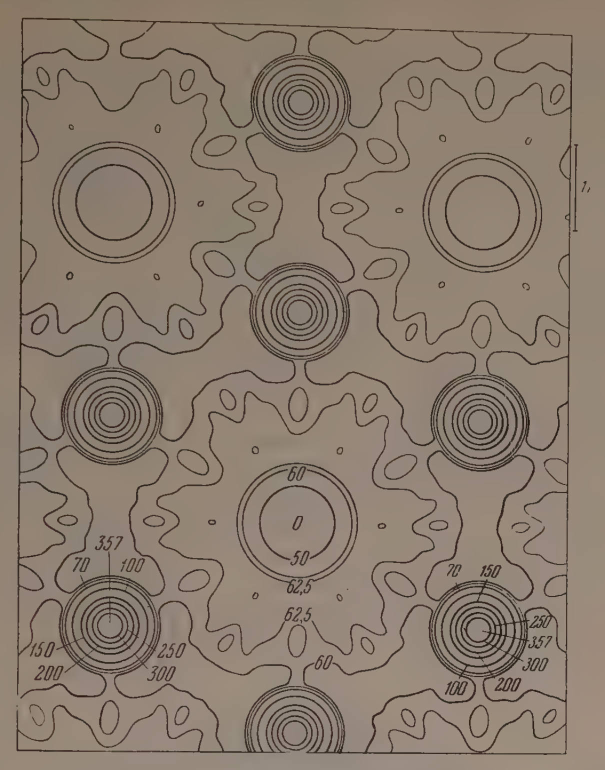


Рис. 3. Распределение электронной плотности в высокоомном кристалле CdS. Проекция на (001)

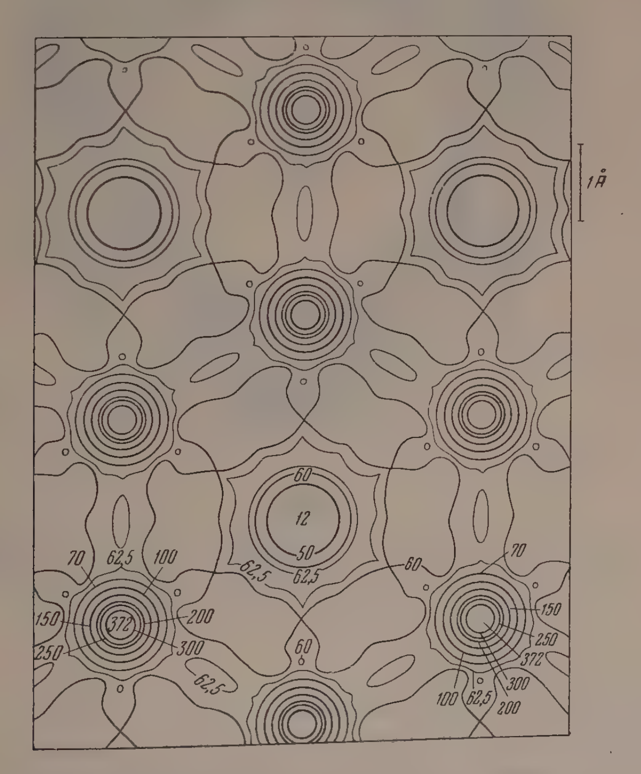


Рис. 4. Распределение электронной плотности в низкоомном кристалле CdS. Проекция на (001)

хотя этот эффект близок по порядку величины к общим погрешност
Заметить его можно благодаря тому, что на этих диаграммах наряду с г
ными изолиниями электронной плотности, проведенными через каж
50 условных единиц (жирные лин
воспроизведены еще три изолинии в
ких пределах (тонкие линии 60, 62
70 единиц), как раз и проявляю
тонкую структуру электронного ф

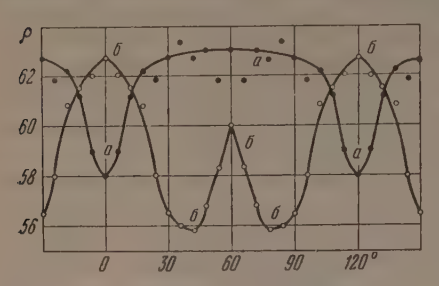


Рис. 5. Электронная плотность вокруг атома по разным направлениям в высокоомном *а* и низкоомном *б* кристалле CdS

В особо крупном масштабе расс
рено распределение электронной п
ности на ее проекции вокруг атом
расстоянии $\frac{1}{6} a \sqrt{3} = 1{,}19$ Å (полов
расстояния между ближайшими пр
циями атомов). При строго сфериче
симметрии электронной оболочки
ма значение электронной плотност
определенном расстоянии от центра
ма должно было бы составлять постоянную величину во всех направлен
Но из рис. 5 видно, что электронная оболочка явно искажена, и пр
по-разному для кристаллов различной проводимости. На рис. 6 нагля
представлено перераспределение электронной плотности в простран

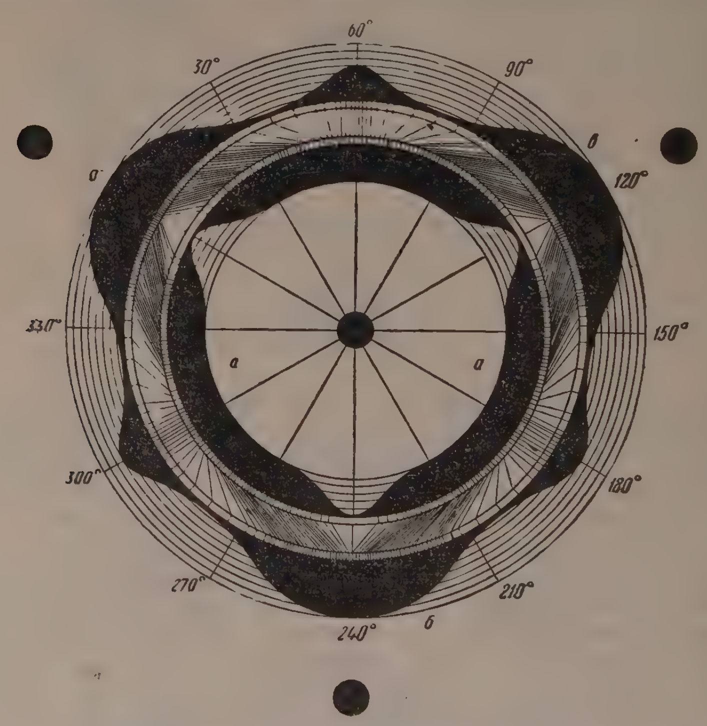


Рис. 6. Перераспределение электронной плотности вокруг атома при переходе от высокоомного *а* к низкоомному *б* кристаллу CdS

между атомами при переходе от высокоомного образца *а* (внутрен
пояс) к низкоомному *б* (внешний пояс).

Между соседними проекциями атомов можно различить три рода
стояний: ближнее — длиной $\frac{1}{3} a \sqrt{3} = 2{,}39$ Å под углами 0, 120 и 2
среднее — длиной $a = 4{,}13$ Å под углами 30, 90, 150, 210, 270 и

дальнее—длиной $\frac{2}{3}a\sqrt{3} = 4{,}78$ Å под углами 60, 180 и 300°. Нетрудно метить, что если в высокоомном кристалле электронная плотность вокруг ома во всех направлениях приблизительно одинакова и только вдоль ижнего расстояния между атомами падает, то в низкоомном кристалле а повышается вдоль ближних и дальних расстояний между атомами, разуя электронные мостики между ними, тогда как вдоль средних расояний она уменьшается, образуя провалы. Видно, как дальние мостики акладываются один на другой, на средние провалы и на октаэдрическую стоту. Вывод о возникновении мостиков и провалов многократно прорен детальным изучением роли каждого рефлекса в отдельности в общем остроении распределения электронной плотности. Показано, что увеличние интенсивностей одних рефлексов и уменьшение других такое, какое блюдается при переходе от кристаллов с низкой проводимостью к криаллам с высокой проводимостью, как раз и должно приводить к описанму перераспределению электронных плотностей.

По структуре кристалла и по характеру проекции (см. рис. 1) можно онять, что средние расстояния между соседними атомами действитель- лежат в плоскости проекции, изображая связи между ближайшими дноименными атомами. Ближние же и дальние расстояния на самом деле ежат между атомами, находящимися в разных слоях. А так как слои атов кадмия и серы чередуются между собой, то ближайшими на этих расояниях оказываются разноименные атомы. С этой точки зрения приобреет особое значение тот факт, что с повышением проводимости электронше мостики с истинной длиной 2,52 и 4,84 Å образуются между разноменными атомами, а между одноименными атомами связь еще более ослаевает.

Полезно добавить, что по условиям опыта кристаллы облучались сильым пучком рентгеновых лучей, что должно было повышать их провоимость при съемке рентгенограмм в течение всей экспозиции за счет фотооводимости [9]. А абсолютное значение фотопроводимости тем выше, чем ыше темновая проводимость кристалла. Стало быть, у кристаллов с лучей проводимостью она во время съемки повышалась еще больше, что огло только увеличить найденный эффект и облегчить его обнаружение.

В заключение благодарю А. А. Лебедева за выбор темы и за постоянре внимание и интерес к работе.

Ленинградский гос. университет
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

Джеймс Р., Оптические принципы диффракции рентгеновых лучей.— ИЛ. 1950.
Brill R., Grimm H. G., Hermann C., Peters C., Ann. d. Phys., 34, 393 (1939); Усп. хим., 9, вып. 4, 419 (1940).
Grimm H. G., Brill R., Hermann C., Peters C., D. Naturwiss., 26, *29*, 479 (1938); подробное сообщение Ann. d. Phys., 41, 37 (1942).
Бургер М. Д., Рентгеновская кристаллография,—ИЛ, 1948.
Китайгородский А. И., Рентгеноструктурный анализ, т. I. — Гостехтеоретиздат, 1950.
Строганов Е. В., Диссертация, ЛГУ, 1953.
Aminoff C., ZS. f. Kristallogr., 58, 203 (1923).
Ulrich F., Zachariasen W., ZS. f. Kristallogr., 62, 260 (1925).
Broser I., Oeser H., Warminsky R., ZS. f. Naturf.. 5a, 214 (1950).

М. ШТЕНБЕК

ПОПЫТКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЫШЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА, ВЫЗЫВАЕМОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В ГЕРМАНИИ

В докладе сообщается об одной возможности определения энерге ской связи носителей тока с решеткой.

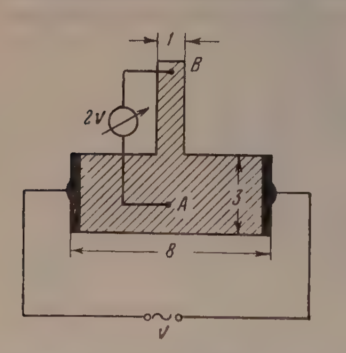
Если ток плотности i течет через полупроводник, например Ge n-т то средняя кинетическая энергия носителей тока превышает $^3/_2\, kT_0$ T_0— температура решетки.

Определим пока чисто формально температуру электронного га так, что $^3/_2\, kT$ равно среднему значению кинетической энергии элек нов; тогда при наличии тока температура электронного газа $T > T_0$. ожидать, что при не очень больших плотностях тока

$$\Delta T = T - T_0 = \alpha i^2,$$

где коэффициент α является характеристикой энергетической с между электронами и решеткой, который до настоящего времени ни те тически, ни экспериментально хорошо не изучен.

Сначала изложим одну из возможностей экспериментального изуч коэффициента α. В условиях неоднородного распределения плотн тока в полупроводнике (например, i в точке A (i_A) больше, нежели i в т B (i_B)) температура электронного газа в точках также будет различной ($T_A >$ хотя температура решетки T_0 при этом м оставаться практически одинаковой во объеме. Термическая неоднородность, ха терная для электронного газа в подо условиях, является источником особого да термоэлектрического напряжения U_T торое измеряется при помощи зондов, вы ненных в виде игл, прижатых к обра точках A и B, в условиях отсутствия то цепи зондов. При этом, правда, измеря еще и дополнительная часть напряж между зондами, возникающая вследствие омического перепада напр ния в полупроводнике. Но эта часть легко исключается, поскольку изменяет знак при изменении направления тока, в то время как мое термонапряжение остается неизменным. Это исследование прове при комнатной температуре на предельно гомогенном монокристалл n-типа с концентрацией носителей тока $N = 9 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$.



На рисунке приведены измерительная схема и размеры образца щина его составляла 0,15 мм). Образец был наклеен на стекло, сошл ван и протравлен. Токоподводящие электроды были припаяны к обр чистым оловом на большом расстоянии от зондов, что исключало их ное влияние. В точке B плотность тока практически равнялась нулю, как в точке A она варьировала от 0 до 12 $А_{эфф}$ см$^{-2}$.

В опытах были использованы вольфрамовые, железные и бронзовые ...нды при различной силе прижима и различных радиусах закругления. ...зультаты опытов мало зависели от свойств контактов полупровод...к — зонды. Лишь только при сильной формовке зондов (когда диаметр ...ормованной области превосходил уже примерно 40 μ) значения термо...пряжения начинали заметно повышаться. Желая исключить колеба...ия температуры решетки, мы использовали для опытов переменный ток, ...ричем в области частот $\nu = 500 \div 20000$ Hz получали практически ...впадающие результаты. Термонапряжение U_T имело частоту 2ν и лег... измерялось. Фаза измеряемых сигналов частоты 2ν относительно пи...ющего напряжения частоты ν контролировалась при помощи осцилло...рафа, причем результаты контроля согласовались с ожиданиями. При ...спользовании в наших опытах германиевого образца n-типа отрицательно ...ряженным оказывался зонд, расположенный в точке A.

Все результаты опытов удовлетворяли выражению

$$U_T = \beta i^2 \text{ при } 3\cdot 10^{-5} \leqslant \beta \leqslant 6\cdot 10^{-5}\, \frac{\text{V}_{\text{эфф}}}{(\text{A}_{\text{эфф}}\ \text{см}^2)^2}.$$

Принимая во внимание некоторые теоретические соображения, более ...равильно было бы оперировать с подобным выражением не для плот...ости тока, а для напряженности поля. Непосредственный пересчет дает

$$U_T = \gamma E^2$$

...ри $1\cdot 10^{-5} \leqslant \gamma \leqslant 2\cdot 10^{-5}\, \frac{\text{V}}{(\text{V см}^{-1})^2}$ и $0 \leqslant E \leqslant 30$ V см$^{-1}$.

Для осуществления перехода от измеряемого термонапряжения к пре...ышению температуры электронного газа над температурой решетки нуж...ы какие-нибудь теоретические представления. Наше предложение по ...столкованию изложенных здесь опытных данных, по-видимому, является ...ишь грубым приближением и основывается на следующих допущениях: ... области зонда A электроны имеют температуру $T = T_0 + \Delta T$, а дыр...и в районе p—n-перехода контакта зонд — образец имеют только тем...ературу решетки T_0.

Учитывая то, что средняя длина свободного пробега носителей тока в ...риповерхностном слое меньше длины свободного пробега в объеме, мож...о думать, что повышение температуры носителей тока в поверхностном ...лое будет значительно меньшим, чем в объеме, поэтому рассматривается ... отсутствии тока p—n-переход, в котором электроны имеют температуру ...$= T_0 + \Delta T$, а дырки — T_0. Распределение потенциала в определен...ом объеме практически определяется больцмановским распределением ...онцентрации носителей тока, преимущественно там представленных.

В области, где $N^- > N^+$, потенциал зависит от концентрации электронов, ...пределяющейся температурой $T = T_0 + \Delta T$; в области, где $N^+ > N^-$, ...ринимаем распределение потенциала, соответствующее концентрации ...ырок, определяющейся температурой T_0, а границу между этими обла...тями будем считать расположенной в районе равенства концентрации ...$^+ = N^- = N_i$. Хотя концентрация N_i сильно зависит от T_0, но, как ...лабо зависящая от температуры электронного газа, в первом приближе...ии она может рассматриваться как некая постоянная величина. При этих ...словиях увеличение температуры электронов на ΔT приводит к росту ...апряжения на p—n-переходе на

$$\Delta U = \Delta T\, \frac{k}{e} \ln \frac{N^-}{N_i} \qquad (2)$$

... знаком, совпадающим с данными эксперимента. Физические характери...тики, учитывающие природу контакта, в данную формулу не входят, ...оэтому становится понятным индеферентность изучаемого эффекта к ма...ериалам и технологии изготовления зондов. Кроме изменения контакт...ого потенциала, рассмотренного выше, в условиях наших опытов имело

место возникновение разности термоэлектрического потенциала межд и B за счет диффузии носителей в объеме германия; однако эта часть из нения потенциала незначительна по сравнению с величиной изменения к тактного потенциала, если только $N^- \gg N_i$, и поэтому мы ею пренебрега

При $N^- = 9 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ и $N_i = 2{,}5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ из (2) получается

$$\frac{\Delta U}{\Delta T} = 0{,}31 \text{ mV град}^{-1}.$$

При таком значении $\Delta U/\Delta T$ для повышения температуры электр кого газа в нашем образце, находящемся при комнатной температуре 1° требуются поля порядка $4 \div 6$ V см$^{-1}$.

Нами был проведен также теоретический расчет, при определен упрощающих предположениях, целью которого было:

а) выяснение возможности теоретического понимания величины фекта, полученной в описанных опытах;

б) установление реальности максвелловского распределения по ростям для электронов, ускоряющихся в найденных полях.

Расчет производился в следующих предположениях:

1. Носители тока рассматривались как квазичастицы, имеющие стоянную эффективную массу m и образующие невырожденный газ.

2. Рассматривалось взаимодействие электронов лишь с фононами

3. Принимались во внимание элементарные акты взаимодейст только единичных электронов.

4. Полагали, что электрон может отдавать или поглощать лишь ср нюю энергию, равную mvc, где c — звуковая скорость, т. е. исключал из рассмотрения угловое распределение и интенсивности взаимодейст электронов, могущих в зависимости от этого обмениваться с фонон энергиями, заключенными в интервале $0 \div 2\ mvc$.

5. Вероятность взаимодействия электронов с фононами считалась фу цией только их скорости (при заданной температуре решетки T_0).

6. Упомянутая выше функция предопределяет выполнение детальн равновесия при наличии температурного равновесия между электрон газом и решеткой.

Если считать среднюю длину свободного пробега не зависящей энергии электронов, то расчет приводит к уравнению

$$\frac{T - T_0}{T_0} = \frac{\pi}{4}\left(\frac{W}{c}\right)^2,$$

где W — дрейфовая скорость носителей в электрическом поле. Отс следует, что при известной подвижности носителей (3600 см^2 V с и звуковой скорости ($c = 4{,}8 \cdot 10^5$ см сек$^{-1}$), характерных для герма n-типа при комнатной температуре, для повышения температуры э тронного газа на один градус требуется поле напряженность 8,6 V см$^{-1}$. Это значение находится в хорошем согласии с результата полученными в наших опытах.

При таких условиях каждый электрон в элементарном акте в сред теряет меньше 0,1% своей избыточной энергии. И если только концен ция носителей $N^- \geqslant 1 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, то энергия кулоновского взаимодейс между электронами на порядки величины может превосходить энер взаимодействия электронов с фононами, что позволяет ожидать нал хорошо установившегося термического равновесия электронного г подобно термическому равновесию электронного газа в плазме разр

Вопрос же о постоянстве подвижности носителей, сохраняющ вплоть до очень высоких полей (порядка 900 V см$^{-1}$ для германия n-ти когда можно уже было бы в свете этих представлений ожидать резкое п шение температуры электронного газа, остается пока открытым. Вп возможно, что методы и упрощающие предположения, использова в указанных расчетах, становятся неприемлемыми в области этих по

Институт физики Академии наук УССР

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Н. П. КАЛАБУХОВ

ОБРАЗОВАНИЕ ВАКАНТНЫХ МЕСТ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Явление окрашивания кристаллов щелочно-галоидных солей рентге-выми лучами известно давно [1]. Однако сам процесс окрашивания из-ен еще недостаточно. Тартаковским [2] высказывались соображения тсм, что при воздействии рентгеновского или γ-кванта на кристаллы лочно-галлоидных солей происходит рассеяние этого кванта элект-ном отрицательного иона галоида, и так как энергия кванта во много з больше энергии связи электрона с атомом галоида, то здесь происходит фект Комптона, т. е. происходит рассеяние кванта и срывание элект-на с иона галоида как электрона отдачи. Электрон переходит на ион лочного металла, т. е. попадает в зону проводимости, так как пребы-ние электрона у положительного иона щелочного металла есть зонное стояние электрона. Встретив вакантное место иона галоида, электрон крепляется в месте неоднородности и образует красящий центр -центр).

Экспериментального подтверждения эти идеи не получили. Друкарев] рассматривает процесс окраски кристаллов рентгеновыми лучами аче: он считает, что сами рентгеновы лучи могут создавать вакантные ста ионов галоида. При воздействии рентгеновского кванта на кристалл оисходит не эффект Комптона, а фотоэффект, т. е. происходит не рассея-е кванта, а его поглощение: вследствие закона сохранения импульса и ергии ион, поглотивший квант, претерпевает отдачу. В случае, когда ергия отдачи будет больше энергии связи иона в узле решетки, он будет бит из своего места и в конце концов вытеснен на поверхность. Вырван-й электрон захватится ионом щелочного металла, т. е. перейдет в зону оводимости. При своем движении в зоне проводимости электрон встре-т вакантное место иона галоида и захватится этим местом, образуя центр.

Друкарев дал расчет для такого процесса. Согласно этому расчету, ая минимальную частоту рентгеновых лучей, которые вызывают окрас-кристаллов, можно определить энергию связи иона галоида в решетке; жно также определить и концентрацию вакантных мест, создаваемых нтгеновыми лучами. Экспериментальных доказательств такого меха-зма окрашивания нет, но в пользу соображений о том, что в результате нтгенизации образуются новые вакантные места, говорят следующие кты: в результате рентгенизации может быть получена максимальная нцентрация F-центров порядка 10^{18}. Если считать, что вакантные места кристаллах не создаются в процессе облучения их рентгеновыми лу-ми, то нужно допустить, что в кристалле может быть концентрация ва-нтных мест ионов галоида такого же порядка; если же учесть то обстоя-льство, что после термической обработки кристаллов увеличивается ин-нсивность окрашивания их при рентгенизации, то нужно также допу-ить, что число вакансий при отжиге меняется, а это должно повлечь собой заметное уменьшение плотности кристаллов в результате отжига.

Однако тщательно проведенное исследование изменения плотн кристаллов KCl после их отжига не привело к положительным рез татам, т. е. не обнаружено заметного изменения плотности. Эстер Лейво и Стерн [4], считая, подобно Друкареву, что в самом процессе р генизации происходит образование вакансий ионов галоида, поста опыты по определению изменения плотности кристаллов KCl, происх щего в результате рентгенизации. Ими была применена чрезвычайно гинальная методика измерения плотности и обнаружено уменьш плотности порядка $1,4 \cdot 10^{-4}$ г см$^{-3}$. Это уменьшение плотности ав объясняют тем, что в результате воздействия рентгеновского излуч на кристаллы KCl в них образуются новые вакантные места ионов гал и ионов щелочного металла. Ушедшие из узлов решетки ионы располаг ся на поверхности кристалла; таким образом происходит увелич объема кристалла при неизменной массе его.

Для подтверждения гипотезы об образовании новых вакансий в цессе рентгенизации нами были проведены опыты с измерением сп рального распределения коэффиц та поглощения в кристаллах в следующей последовательност

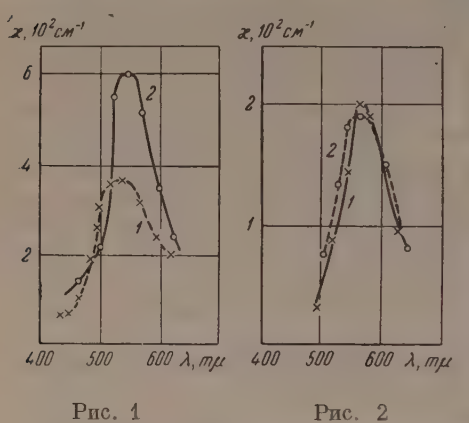


Рис. 1 Рис. 2

Рис. 1. Кривые спектрального расп ления коэффициента поглощения: *1*— рентгенизации, *2* — после рентгениза обесцвечивания и повторной рентгениз

Рис. 2. Кривые спектрального распре ния коэффициента поглощения: *1* — рентгенизации, *2* — после рентгениза обесцвечивания, отжига и повторной генизации

1) кристаллы рентгенизовались и в них измерялось спектрал распределение коэффициента поглощения;

2) кристаллы обесцвечивались;

3) кристаллы вновь рентгенизовались при условиях, точно совпа щих с первым случаем, и в них вновь измерялось спектральное расп ление коэффициента поглощения.

В результате опытов коэффициент поглощения в повторно окраше кристаллах возрос в максимуме почти на 60% по сравнению с однок но рентгенизированными кристаллами (рис. 1).

Если же после первой рентгенизации и обесцвечивания кристалл жечь путем выдерживания его в печи при температуре ~150° в теч 2 час и потом вновь подвергнуть рентгенизации в условиях, совпа щих с первым процессом рентгенизации, то спектральное распредел коэффициента поглощения дает кривую, почти совпадающую с пер даже с несколько меньшим значением коэффициента поглощения в ма муме (рис. 2). Сопоставление результатов этих опытов говорит о том в процессе рентгенизации создаются новые центры захвата электр (после повторной рентгенизации коэффициент поглощения увеличил Но эти центры захвата после термической обработки перестают быт ковыми (после отжига и повторной рентгенизации коэффициент погл ния почти не изменился). Нами проведены также опыты с измере электропроводности кристаллов KCl в следующем порядке:

1) измерялась электропроводность прозрачных кристаллов KCl температуре 110°;

2) кристалл рентгенизовался и обесцвечивался;

3) вновь измерялась электропроводность (причем измерения элен

оводности производились сейчас же после обесцвечивания, а также сле обесцвечивания и отжига).

На рис. 3 представлены полученные результаты. На этом рисунке ю спадание тока со временем. Нижняя кривая *1* представляет собой спание тока в прозрачных и отожженных после рентгенизации и обесцвевания кристаллах. Кривая *2* дает спадание тока в кристаллах, обесцвеных после рентгенизации (без отжига). Как видно из рисунка, неотожнные кристаллы после рентгенизации и обесцвечивания дают повышено электропроводность, а после отжига электропроводность кристаллов падает (точность измерений была $\sim 5\%$) с начальной электропроводтью.

Дальнейшим подтверждением образования вакантных мест при рентизации являются результаты опытов с изменением величины темновых ков в аддитивно окрашенных кристаллах KCl. Нами было установлено , что окрашенные в парах щелочного металла кристаллы KCl приобрет полупроводниковые свойства, т. е. в них появляется электронная оводимость в темноте. Установлено было также, что причиной появле-

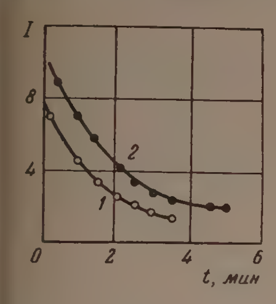


Рис. 3

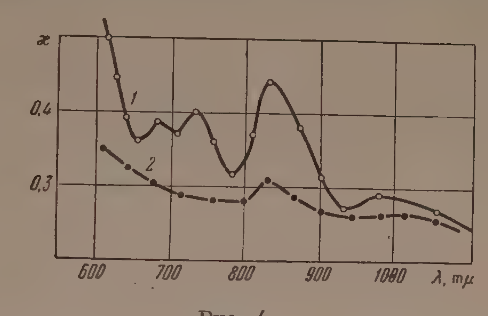


Рис. 4

. 3. Спадание тока со временем: *1* — необработанный кристалл, а также рентгениванный, обесцвеченный и отожженный кристалл (кривые совпадают), *2* — рентгенизованный, а затем обесцвеченный кристалл: температура 110°

. 4. Спектральное распределение коэффициента поглощения в аддитивно окрашен кристалле KCl : *1*— после окраски в парах калия, *2* — тот же кристалл после облучения его рентгеновыми лучами

я темновых токов является образование в кристаллах KCl кратных ценов (так называемых R-центров, представляющих собой два рядом сидях F-центра). Этим центрам соответствует полоса поглощения с максимом при $\lambda = 730$ mμ. Если при рентгенизации образуются новые вантные места, то нужно ожидать, что в окрашенных в парах кристаллах l, подвергнутых рентгенизации, должно будет уменьшиться число атных центров, так как новые вакантные места создают возможность ктронам распределиться по этим местам более равномерно.

Опыты, проведенные с этими кристаллами, полностью подтвердили это дположение. На рис. 4 представлены кривые спектрального распредения коэффициента поглощения в окрашенных в парах кристаллах KCl. ивая *1* представляет собой изменение коэффициента поглощения для х кристаллов после их окраски в парах. Как видно из кривой, в крилле имеются F-полоса (она полностью на рисунке не помещена), R-поло (с максимумом при $\lambda = 675$ mμ), R'-полоса (с максимумом $\lambda = 730$ mμ), олоса (с максимумом при $\lambda = 825$ mμ) и N-полоса (с максимумом при = 1000 mμ). Кривая *2* дает ход коэффициента поглощения после рентизации. Из рисунка видно, что полосы R и R' исчезли совершенно, -полоса сильно снизилась.

Исследование электропроводности этих кристаллов показало, что сталлы до облучения их рентгеновыми лучами обладали темновой проимостью, после же облучения темновая проводимость исчезла. Этот

факт лишний раз подтверждает, что темновые токи обусловлены нали
в кристаллах кратных центров.

Таким образом, изложенные результаты опытов с большой убеди
ностью говорят о том, что в процессе рентгенизации в кристаллах
возникают новые вакантные места. В ряде работ последних лет З
[6] и др. [7] высказали интересные соображения об образовании вак
ных мест из дислокаций.

Понятие об одном виде дислокаций (линейные дислокации, или
их еще называют, краевые дислокации) можно легко составить, если

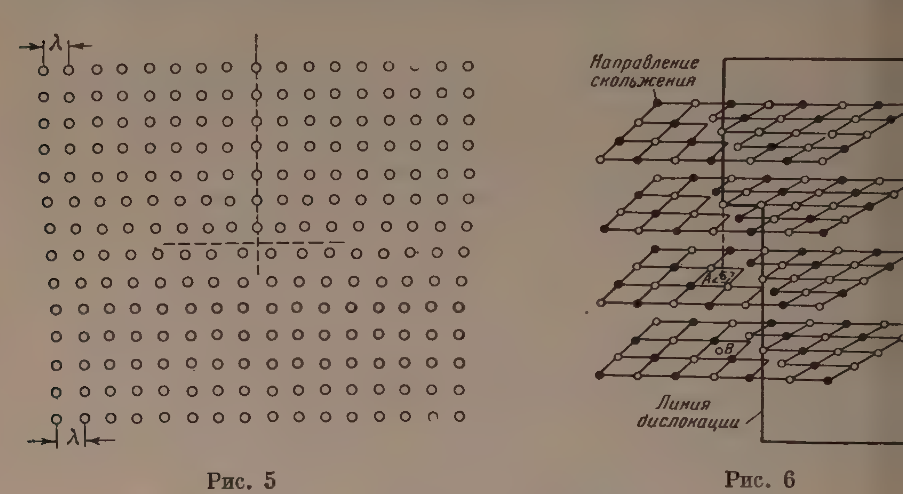


Рис. 5 Рис. 6

Рис. 5. Схема краевой дислокации

Рис. 6. Особенная плоскость в кристаллической решетке, имеющая уступ, обусл
вающий появление «зарождающейся» вакансии (точка A)

ставить себе, что в регулярной решетке сделан разрез через какую-
плоскость в направлении, перпендикулярном к ней, и вдоль этого ра
удален или введен лишний ряд ионов. Ясно, что в первом случае бли
шие к разрезу ионы будут сближены (рис. 5), а во втором случае —
двинуты. Область кристалла, внутри которой имеет место такое нару
регулярности решетки, и носит название краевой дислокации. Гор
тальная линия на рис. 5 есть направление скольжения; вдоль этой л
ионы будут легко двигаться, если приложить небольшое усилие. Эт
стоятельство используется для объяснения явлений пластичности тве
тел. Плоскость, в которой расположен добавочный слой ионов или о
ствует слой ионов, носит название особенной плоскости.

Зейтц [6] предположил, что край особенной плоскости может
излом. Представление о таком изломе легко уяснить, рассмотрев р
На этом рисунке представлены четыре последовательные кристал
ские плоскости. Перпендикулярно к этим плоскостям расположена ос
ная плоскость, включающая в себя ряды дополнительных ионов.
этой плоскости может иметь излом, вызванный тем, что крайний ряд
особенной плоскости содержит в различных кристаллических плоск
неодинаковое число ионов. Край особенной плоскости называется л
дислокации. Направление скольжения, как видно из рисунка, в
перпендикулярно этой линии дислокации. В случае наличия у кра
бенной плоскости (у линии дислокации) излома, в кристаллической р
ке образуется потенциальная яма вблизи этого излома (на рис. 6 это
отмечено буквой A), равносильная наличию в этом месте некоторо
фективного заряда. Легко показать, что величина этого эффективно
ряда a равна $\pm e/2$, где e — заряд электрона. Зейтц рассматривает это
как «зарождающуюся» вакансию.

Что эффективный заряд «зарождающейся» вакансии равен $+e/2$, можно оказать следующим образом. Допустим, что излом дислокационной линии таков, каким он показан на рис. 6. Тогда в области A имеется некоторый эффективный положительный заряд (зарождающаяся вакансия отрицательного иона). В эту область может перескочить отрицательный ион зарядом $-e$, тогда излом переместится на расстояние, равное постоянной решетки, и «зарождающаяся» вакансия появится в точке B (это будет же зарождающаяся вакансия положительного иона), знак ее будет теперь рицательный. Таким образом, захват зарождающейся вакансией отрицательного иона изменяет знак зарождающейся вакансии. Отсюда $a = \frac{e}{2}$ ак как $a-e=-a$). Место излома дислокационной линии является причательным местом в кристаллической решетке, так как, с одной стороны, лом способствует образованию вакансии путем захвата зарождающейся кансией ближайшего иона и включения его в ряд ионов, образующих особнную плоскость, при этом излом перемещается на расстояние, равное стоянной решетки (как было указано выше); образовавшаяся вакансия ожет продиффундировать внутрь кристалла; с другой стороны, вакантое место может поглотиться дисклокационной линией. Произойти это ожет следующим образом: вакантное место может подойти к крайнему ну в изломе и захватить его, уменьшив таким образом на один ион крайий ряд ионов особенной плоскости. При этом излом также переместится расстояние, равное постоянной решетки, но в направлении, противоложном перемещению в первом случае.

Наличие дислокационных линий с изломами способствует образованию асящих центров и лишних вакансий при облучении кристаллов щелоч-галоидных солей рентгеновыми лучами. Процесс этот протекает слеющим образом: сорванный рентгеновским квантом с какого-либо иона лоида электрон захватывается ионом щелочного металла и начинает ранствовать по кристаллу. При своем движении электрон может подойти излому дислокационной линии и может захватиться «зарождающейся» кансией отрицательного иона (эффективный заряд, как было сказано ше, равен $+e/2$). Электрон в этом месте может локализоваться и образоть некоторый центр, будем называть его j-центром [7]. К j-центру может дойти вакантное место отрицательного иона. Тогда электрон из j-цент. перескочит в это вакантное место (вакантное место для электрона предавляет собой более глубокую потенциальную яму, чем «зарождающаяся» кансия) и образует с ним F-центр, что можно рассматривать как притствие около излома нейтрального атома щелочного металла. Вследствие ого у соседнего иона галоида ослабляется связь с окружающими ионами у него возрастает вероятность перескочить в зарождающуюся вакансию.

В результате перескока отрицательного иона в зарождающуюся вансию излом дислокационной линии передвигается на расстояние, раве постонной решетки, т. е. ион галоида перейдет в особенную плоскость, в решетке появится новое вакантное место. Таким образом, в результате лучения кристалла рентгеновыми лучами в нем образуется F-центр лишняя вакансия, т. е. действие рентгеновых лучей на кристалл в слуе наличия в нем краевой дислокации с изломом приводит к появлению -центров и лишних вакантных мест отрицательных ионов. Этот процесс месте с тем увеличивает число зарождающихся вакансий положительных нов, так как отрицательные ионы, захватываясь зарождающимися вансиями, перемещают излом на расстояние постоянной решетки и меют знак зарождающейся вакансии. Увеличение же числа зарождаюихся вакансий ионов положительного знака влечет за собой увеличение роятности возникновения в кристалле вакансий положительных ионов.

Таким образом, рентгенизация кристаллов приводит к увеличению кристаллах вакантных мест как отрицательных, так и положительных нов. Эти представления хорошо объясняют изложенные выше опытные

факты. В самом деле, увеличение числа вакантных мест ионов гал
приводит к увеличению числа F-центров при повторной рентгениза
Увеличение же числа вакантных мест ионов щелочного металла прив
к возрастанию ионной проводимости, так как ионная проводимость
словливается движением вакантных мест ионов щелочного металла

Отжиг кристалла приводит к возрастанию подвижности вакан
благодаря чему растет число ассоциированных вакансий, которые м
собраться в цепочки и в конечном счете образовать плоскости, что п
чет за собой возникновение дислокаций в кристалле, так как кристалл
ская плоскость, состоящая из вакантных мест, означает не что иное
удаление ионов вдоль некоторого разреза в кристалле.

Таким образом, собирание вакансий в цепочки приводит к исче
вению части вакантных мест и возникновению вместо них дислокацио
линий, а это в свою очередь приводит к уменьшению коэффициент
глощения в рентгенизованных после отжига кристаллах, а также к ум
шению электропроводности.

Институт физики Академии наук Груз. ССР
Тбилисский гос. университет им. И. В. Сталина

Цитированная литература

1. Roentgen W. C., Joffe A. Ann. d. Phys., 64, 1 (1921).
2. Тартаковский П. С., Внутренний фотоэффект в диэлектриках, стр. 102, — Гос. изд. техн.-теор. лит., — Москва — Ленинград, 1940.
3. Друкарев Г. Ф., ДАН СССР, 52, 215 (1946).
4. Estermann J., Leivo W. J., Stern O., Phys. Rev., 75, 627 (1949
5. Калабухов Н. П., ЖЭТФ, 26, 242 (1954).
6. Seitz F., Phys. Rev., 79, 890; 1002 (1950); 80, 239 (1950); Rev. Mod. Phys 328 (1951).
7. Markham J., Phys. Rev., 88, 500 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

З. ДЬЮЛАЙ

ПОЛУЧЕНИЕ ФОСФОРОВ ПОСРЕДСТВОМ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ И МИГРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

1. Рекристаллизация

Уже в течение нескольких лет мы занимаемся в нашем институте во-росами рекристаллизации. В качестве материалов используются глав-ым образом щелочно-галоидные кристаллы (NaCl и KCl). Мелкий по-ошкообразный материал (величина зерен $1 \div 5$ μ) спрессовывается альным прессом под давлением 1000—2000 кг $см^{-2}$). При резании или авлении можно наблюдать отдельные кристаллы блока. Легко устано-ить, что величина зерна спрессованного блока значительно больше вели-ины зерна исходного материала. Несколько кристалликов, имевших до авления различную ориентацию, перестраиваются под давлением в один ристалл. Можно легко найти кристаллики с периметром в несколько есятых долей миллиметра. Сотни и даже тысячи маленьких кристалли-ов занимают новое положение в кристалле.

На основе этого результата мы поставили перед собой задачу изгото-ить щелочно-галоидные фосфоры при помощи рекристаллизации. Мате-иал активатора смешивали с основным веществом. В качестве основного атериала был взят NaCl и в качестве активатора TlCl. Возможно, акти-атор при рекристаллизации встраивается в новые кристаллики. При адлежащем встраивании можно предположить, что таблетка будет фос-оресцировать. Как известно, фосфор NaCl — TlCl, изготовленный . Хильшем, очень хорошо фосфоресцирует под воздействием ультрафио-етовых лучей.

Несколько капель раствора TlCl мы добавляли к основному материа-у, хорошо смешивали в агатовой ступке и все это просушивали в экси-аторе. После испарения воды на поверхности имеющихся кристалликов aCl выделялся TlCl. Таким образом получалось равномерное распреде-ение активатора. После давления мы получали обычные таблетки, од-ако эти таблетки под влиянием ультрафиолетовых лучей фосфоресци-овали. Этот факт мы рассматриваем как доказательство того, что ионы l встраиваются в решетку NaCl. Выяснилось, что смесь порошков до авления не фосфоресцировала. Таблетки, спрессованные из NaCl, не реа-ировали на ультрафиолетовое излучение. Таблетки с различной кон-ентрацией TlCl светятся по-разному. Интенсивность фосфоресценции тих фосфоров достигает приблизительно интенсивности фосфоресценции бразцов, приготовленных Р. Хильшем выращиванием из расплава.

Особый интерес представляют фосфоры, полученные рекристаллиза-ией, потому что, как оказывается, ионы активатора могут входить в ос-овной материал и при комнатной температуре.

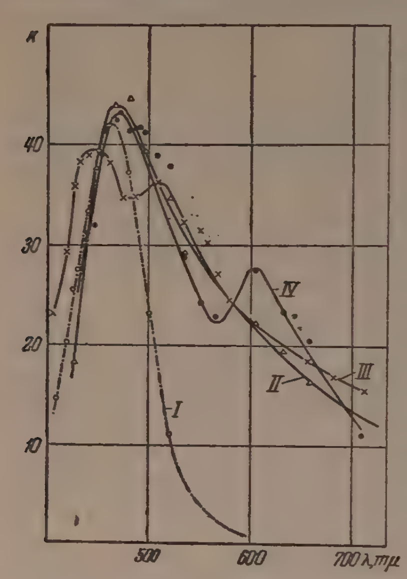
Эти фосфоры, далее, отличаются рядом интересных свойств. После из-отовления, т. е. после извлечения их из прессформы, их способность фос-оресцировать с течением времени меняется: вначале растет, достигает аксимума и затем медленно падает. Последующая термическая обработка акже вызывает значительные изменения. Эти изменения в способности осфоресцировать связаны с изменением в кристаллической структуре и

могут интерпретироваться как показатели процессов, происходящих
ри кристаллов.

Нужно указать на то, что такого рода процессы встречаются и в
роде.

2. Миграция электронов

В наших опытах по рекристаллизации мы встретились с неожида
явлением. Таблетки NaCl иногда при наиболее высоких температ
изготовления становятся прозрачными, окрашенными. Несколько ра
получали таблетки ясно выраженного коричнево-желтого цвета, кот
напоминал цвет кристалла, облучен
рентгеновыми лучами. Легкое окраш
ние наблюдалось и раньше, однако в
ном случае трудно предположить
средственное окрашивание.



Спектр поглощения таблеток, окрашенных при давлении благодаря диффузии электронов

Был измерен спектр поглощения
шенных таблеток (рисунок). Кр
(*II* — *IV*), относящиеся к различным
леткам, в области спектра 450—48
имеют ярко выраженный максимум.
сравнения на рисунке вычерчен сп
поглощения кристалла каменной со
облученного рентгеновыми лучами.

Размытие кривых происходит от р
яния света в таблетках, однако совпад
максимумов с максимумом поглощ
каменной соли, облученной рентгено
лучами, является поразительным. Н
торые кривые имеют дополнительные
симумы [1].

Следовательно, мы можем припи
максимум в спектре поглощения т
ток известным *F*-центрам. Это явл
можно объяснить тем, что во время
совки из материала пресса при наиб
высоких температурах, применяемых при этом (650—700°), элект
мигрируют в материал таблеток. Более высокая температура делает
рацию электронов более интенсивной, так что появляющееся окраши
становится видимым простым глазом. Таблетки окрашены неравном
Однако это имеет место и в случае так называемого аддитивного окр
вания, когда нагревание кристаллов происходит в парах Na или в
ком Na.

Нам кажется, что в обоих случаях электроны мигрируют в крис
или таблетку. Только в случае аддитивного окрашивания элект
переходят из жидкого металлического Na, а в нашем случае
стали прессформы.

Можно предположить, что миграция электронов в диэлектрики про
дит при любой температуре. По-видимому, это явление может играть
шую роль в природе (геологические образования).

Будапештский институт экспериментальной физики Высшей технической школы строительства и транспорта

Цитированная литература

1. Tarjan, ZS f. Phys., 125, 497 (1948).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
XX, № 12 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Н. П. БОГОРОДИЦКИЙ, В. В. ПАСЫНКОВ, Г. Ф. ХОЛУЯНОВ
и Д. А. ЯСЬКОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ

Введение

Целый ряд запросов современной техники может быть удовлетворен ри помощи полупроводниковых карбидов. Наиболее исследованным из іх и уже нашедшим разнообразное применение является карбид кремия, который широко известен промышленности как абразивный матеиал. Однако из него изготовляются и чисто электротехнические издеия: вилитовые сопротивления защитных разрядников для линий ередач высокого напряжения, силитовые нагревательные стержни в ысокотемпературных печах, термокомпенсаторы и др.

При изготовлении первого вида изделий наиболее ценным оказываетя свойство конгломерата зерен карбида кремния давать нелинейную ольтамперную характеристику при повышенных значениях напряженюсти электрического поля. Для силитовых нагревательных стержней спользуется высокая нагревостойкость этого материала и способность го достаточно длительно сохранять свои свойства в области температур юрядка 1400°, где непригодны хромоникелевые и хромоалюминиевые агревательные элементы. Кроме того, карбид кремния может быть приенен для термокомпенсаторов, потому что удельное электрическое сопротивление различных модификаций его лежит в очень широких предеіах, а температурный коэффициент сопротивления, будучи отрицательым, по абсолютному значению близок к величине температурного коэффициента электрического сопротивления меди.

Карбид кремния — соединение кремния с углеродом, соответствуюцее формуле SiC. Молекулярный вес 40,07. Плотность зерен 3,2 г см$^{-3}$. В астоящее время известно семь модификаций SiC. Карбид кремния стехиоетрического состава содержит 70,045% Si и 29,955% C. Карбид кремния олучается только искусственно при нагревании проходящим током смеси кварцевого песка с углем до температуры порядка 1800—1900°. В завиимости от сырья и проведения технологического процесса образуются есцветные и светло-зеленые или черные и сине-фиолетовые кристаллы арбида кремния.

Окраска определяется наличием инородных примесей, а также избытком Si или C по сравнению со стехиометрическим составом. Наличием римесей определяются и тип электропроводности карбида кремния, как то характерно для полупроводников, — дырочной p или электронной n, — также абсолютная величина собственной проводимости кристаллов, оторая может колебаться для зеленого SiC от 1 до $10^{-13}\,\Omega^{-1}$ см$^{-1}$ (и до $0^{-14}\,\Omega^{-1}$ см$^{-1}$ для прозрачного) и от 0,5 до $10^{-1}\,\Omega^{-1}$ см$^{-1}$ для черной модификации.

Электропроводность зависит также от направлений в кристалле и от рисутствия пленок окислов. Температурный коэффициент электрического опротивления черного карбида кремния или зеленого, удельное сопро-

тивление которого лежит в пределах того же диапазона, что и черн близок к 0,2—0,3% на градус. Теплопроводность черного карбида к ния порядка 0,02 кал $град^{-1} см^{-1} сек^{-1}$, теплоемкость при 20° о 0,18 кал $г^{-1} град^{-1}$. Карбид кремния характеризуется небольшим зн нием коэффициента линейного расширения: $(5 \div 7) \cdot 10^{-6}$ $град^{-1}$.

Образующиеся в электрических печах «друзы» карбида кремния (ри размалывают и получают порошки различной гранулометрии, с зерн

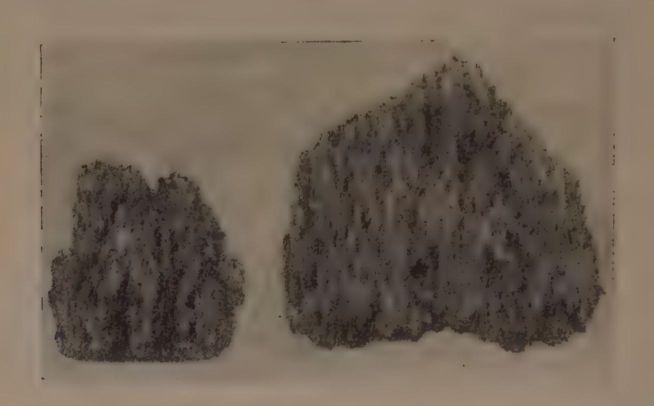


Рис. 1. Друзы карбида кремния

неправильной формы и наиболее ходовыми размерами от 40 до 30 Зерна имеют осколочную форму и чрезвычайно развитый профиль (рис. 2).

Проводившиеся в последнее десятилетие исследования карбида крем на кафедре диэлектриков и полупроводников Ленинградского электро нического института позволили использовать его в качестве основ

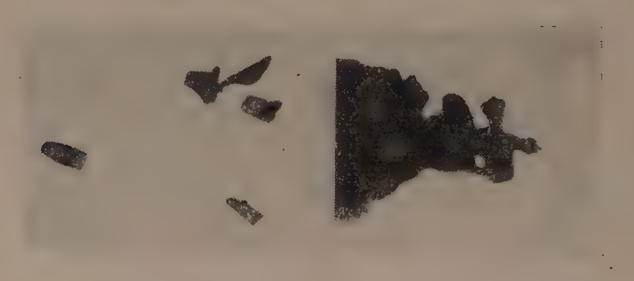


Рис. 2. Форма зерен и их краев при различном увеличении

компонента при изготовлении волноводных поглощающих нагру средней мощности, малогабаритных нелинейных сопротивлений для а матики и цельнопрессованных игнитронных поджигателей с повыше механической прочностью.

1. Волноводные поглотители

Передача энергии на частотах свыше 1000 MHz осуществляется помощи волноводов. Энергия переносится электромагнитным по а стенки волновода являются своего рода направляющими распрос няющихся волн. Для измерительных целей в волноводах применяют ройства, позволяющие отделить часть мощности, а иногда и поглотит отражения всю поступающую мощность. Такие устройства (рис. 3) п

...или название аттенюаторов и оконечных нагрузок или поглотителей [1—3]. ...онструирование оконечных нагрузок связано с решением двух задач: ...ыбора материала, в котором должна рассеиваться мощность, и согласова...ия полных сопротивлений нагрузки и волновода, с тем чтобы эффект ...тражения был по возможности исключен.



Рис. 3. Внешний вид волноводных поглощающих нагрузок для различных длин волн

Волноводная нагрузка, поглощающая всю подходящую к ней мощность ...пределенной частоты, является «черным телом» для этой частоты. Так ...ак от металлических проводников электромагнитные волны практически ...олностью отражаются, а через согласованные пластины диэлектрика ... малыми потерями почти полностью проходят, то для указанных выше ...елей применяют полупроводящие материалы. Представление о полупро...однике в технике высоких частот имеет свои специфические особенности ... может быть охарактеризовано отношением:

$$\frac{\gamma}{\omega\varepsilon}, \tag{1}$$

...де γ — удельная активная электропроводность, ω — частота, ε — ди...лектрическая проницаемость материала.

При условии $\frac{\gamma}{\omega\varepsilon} \gg 1$ мы имеем дело с материалом, в котором преобладают ...оки проводимости, т. е. с проводником; при обратном соотношении мате...иал, в котором преобладают токи поляризации, может быть отнесен ... диэлектрикам. Промежуточное положение занимают полупроводники. ...дин и тот же материал при различных частотах может быть отнесен к раз...ичным классам материалов. Следует заметить, что сами параметры γ ... ε являются функциями частоты. Рассеяние энергии в материале опреде...яется не только токами проводимости и активными составляющими по...яризационных токов, но также и потерями магнитного характера, а по...ому для целей поглощения лучше всего использовать полупроводниково-...агнитодиэлектрические комплексы, причем минимальное отражение ...ожно получить [4] при условии

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\mu}. \tag{2}$$

Волноводные поглощающие нагрузки изготовлялись на средние значе...ия мощности от долей ватта и до сотен ватт и на импульсные мощности ...о сотен киловатт; они обеспечивали затухание порядка 30—40 db.

Основным критерием качества волноводного поглотителя служит ко...эффициент бегущей волны КБВ, который определяется как отношение ...мплитуды минимума к амплитуде ближайшего максимума волны в волно...оде. КБВ является сложной функцией комплексных значений диэлектри...еской и магнитной проницаемостей материала и геометрии поглотителей. ... результате накопления экспериментальных данных разработан мате-

риал, дающий при правильно выбранных геометрических разме
нагрузки КБВ $\geqslant$0,95. Нагрев оконечных нагрузок может дост
нуть 200—300° выше температуры окружающей среды, а потому сост
ные части материала должны быть нагревостойкими. Поэтому в качес
связующего вещества были выбраны керамические массы, характериз
щиеся повышенной теплопроводностью и механической прочностью.
поглощающих полупроводниковых компонентов наилучшие результ
дает карбид кремния — материал нагре
стойкий с коэффициентом линейного рас
рения, близким к керамическим материал
Определение КБВ нагрузок в зависимо
от содержания карбида кремния (рис.
показало, что при увеличении содержа
его в массе КБВ нагрузки вначале воз

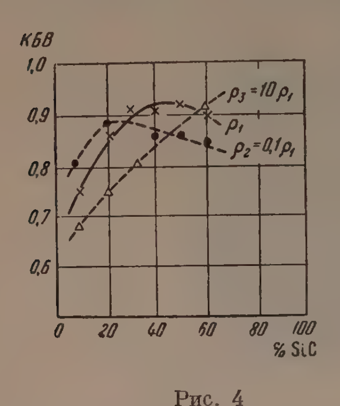


Рис. 4

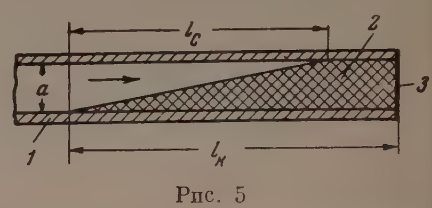


Рис. 5

Рис. 4. Зависимости КБВ поглощающей нагрузки от процентного содержания ка
да кремния

Рис. 5. Расположение поглощающей нагрузки в волноводе: 1 — стенки волнов
2 — поглощающая нагрузка, 3 — задняя стенка

тает, что может быть объяснено тем, что отражение от передней
ни невелико, но поглощение в материале нагрузки еще недоста
но и имеется отражение от задней стенки (рис. 5). В дальнейшем при
личении процентного содержания SiC наступают оптимальные усло
и КБВ достигает наибольшего значения. Еще большее содержание кар
да кремния приводит к уменьшению КБВ, что можно объяснить увел
нием отражения от переднего скошенного края, так как поглощение до
но быть вполне достаточным.

При содержании карбида кремния выше 60% механическая прочн
нагрузки оказывается недостаточной. Введение магнитного компонен
карбонильного железа или размолотого альсифера — осуществляется
счет частичного сокращения содержания карбида кремния и дает увел
ние КБВ в диапазоне частоты.

Большого содержания магнитного компонента достичь не удается вс
ствие увеличения старения нагрузок с течением времени, особенно
повышенных температурах, если нагрузки рассеивают значитель
мощность. Геометрические размеры нагрузки — высота a (рис. 5) и
рина b (на рис. не видна)—определяются размерами волновода. Дл
клина желательно иметь достаточно большой. Наличие периодиче
закономерности величины КБВ от длины скошенной части поглощаю
нагрузки (рис. 6) позволяет установить метод управления параметр
уже изготовленного сопротивления путем измерения его длины.

Такая подгонка является удачной, пока длина скошенной части кл
в два-три раза больше длины волны. Разработанные нагрузки ус
чивы при температурах —60 $\div$ +70° и влажности воздуха до 98%. Изго
ление нагрузок заключается в отборе сырья, помоле и перемешивани
в шаровой мельнице, формовке заготовок и операциях низкотемпера
ного и высокотемпературного обжига с промежуточной механиче
обработкой для придания им клинообразной формы.

Высокотемпературный обжиг ведется в восстановительной среде,

льность обжига 10—12 час, включая нагрев и остывание печи. У обо-
женных нагрузок производятся измерение КБВ и механическая подгонка
ины для получения оптимальных значений этого параметра в соответ-
вии с данными рис. 6.

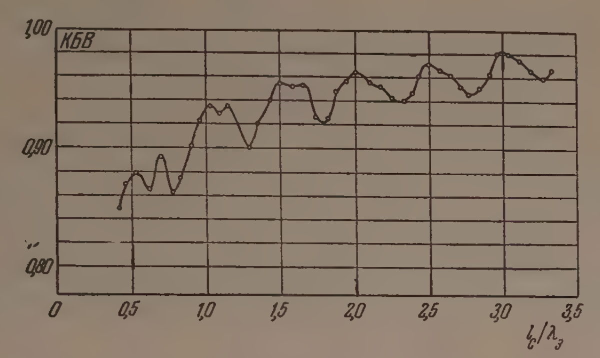


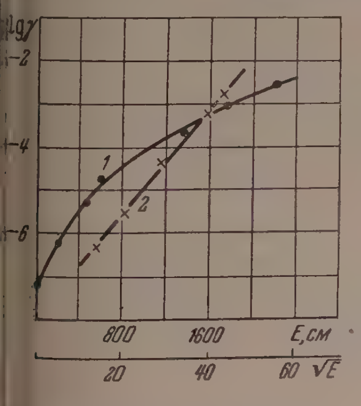
Рис. 6. Экспериментальная зависимость КБВ поглощающей нагрузки с карбидом кремния от отношения длины скошенной части клина к длине волны

2. Малогабаритные нелинейные сопротивления

Нелинейные безынерционные сопротивления — это сопротивления, еличина которых резко зависит от напряженности электрического оля. Нелинейные сопротивления могут быть двух типов: симметричные несимметричные. К симметричным относят сопротивления, обладающие динаковыми ветвями вольтамперной характеристики при перемене олярности приложенного напряжения.

У несимметричных — токи через сопротивление имеют различные зна-ения при одинаковых величинах напряжения, приложенного в разных аправлениях.

В зависимости от типа контакта нелинейного полупроводникового со-ротивления с металлической цепью различают сопротивления с плоским касанием обоих металлических электродов и с точечным касанием одного или двух электродов. Сопротивления с точечным касанием электродов обладают меньшим значением собственной емкости, проявляющейся, как правило, при использовании сопротивления на частотах свыше 5000 ÷ 10000 Hz.



ис. 7. Зависимость удельной ектропроводности для порош-а карбида кремния: 1 — от апряженности электрического поля E и 2 — от $\sqrt{E}$

Основная характеристика нелинейных сопротивлений — вольтамперная кривая — в большинстве русских и иностранных работ [5—10] аппроксимируется уравнениями вида

$$U = A \cdot I_{\alpha} \quad (3)$$

или

$$I = B \cdot U^{\beta}, \quad (4)$$

где A, B, α, β — постоянные величины.

Эти уравнения на практике не оправдыва-ются, и α и β оказываются непостоянными, что вызывает значительные рудности при оценке качества линейных сопротивлений. На основании ис. 7 [7] для карбид-кремниевых сопротивлений (с небольшим количест-

вом связки) может быть предложено уравнение вида

$$j = \gamma_0 e^{b\sqrt{E}} E = \gamma E,$$

где j — плотность тока, E — средняя напряженность поля на сопр тивлении, γ_0— удельная электропроводность в очень слабом по b — коэффициент, характеризующий нелинейность сопротивления.

Из данного более общего вида уравнения цепи с нелинейным полуп водником в качестве частного случая легко получить общепринятую ф му закона Ома, положив $b = 0$. Это является своеобразным подтверж нием взгляда на металлические проводники, как на предельный слу полупроводников. Приведенное уравнение может быть выведено из пр ставлений гранулярного сопротивления в виде большого числа паралле ных цепочек с замыкающимися при увеличении напряжения контакта

При этом можно показать, что электропроводность при средней кр ности зерен подчиняется закону

$$\gamma = ce^{\varphi d},$$

где d — размер зерен, а c и φ — постоянные.

Уравнения (5) и (6) дают результаты, хорошо совпадающие с опыт им данными. Приближенная оценка напряженности электрического пол зазорах между зубчиками зерен (см. рис. 2) показывает, что $E_{ср} \approx 10^4$ V с однако вследствие наличия острых граней зубцов локальные напряжен сти поля могут быть и выше. Ввиду того, что явление замыкания контак развивается в зазорах 0,1—1 μ, сравнимых с длинами свободного проб электрона при нормальном давлении воздуха, помещение гранулярн сопротивления из карбида кремния в вакуум или создание повышен давления не должно менять характеристик сопротивления, что и подт ждается опытом. Эти опыты использовались некоторыми исследовател для возражений против теории перекрытия зазоров при объяснен явлений нелинейности.

На основании полученных представлений о причинах нелинейности ли осуществлены разработка и изготовление малогабаритных нелиней сопротивлений. Сопротивления из порошкообразного карбида кремн даже очень сильно сжатые в изоляционном корпусе между металлическ электродами, не являются стабильными, боятся ударов и тряски, вызыв щих изменение расположения зерен относительно друг друга.

Для получения более стабильных характеристик нелинейных соп тивлений зерна карбида кремния приходится скреплять хотя бы небо шим количеством связующего вещества. Исследование влияния связ щих материалов давало право считать, что они понижают нелинейно карбид-кремниевого сопротивления.

Однако показано [5, 10], что такой взгляд справедлив, если связ щим веществом служит инертная среда типа глины, фарфора и т. Если в связку ввести частицы, способные дать при некотором значе напряженности электрического поля либо автоэлектронную эмиссию, л вторичную эмиссию под воздействием электронов, вылетевших из зе карбида кремния, то характеристика гранулярного сопротивле станет более нелинейной.

При низких значениях напряженности поля величина сопротивле будет повышенной, так как связка представляет собой в этих услов инертную среду, а начиная с некоторых значений напряженности п обнаружится резкий рост тока, протекающего через сопротивление. Н были изготовлены сопротивления в виде спрессованных дисков п щадью 1 см² и толщиной до 1 мм; электроды наносились методом рячего вжигания серебряной пасты. В качестве активирующей доба использовались окислы щелочно-земельных металлов, вводимые в ма

количестве 5% по весу. Вольтамперные характеристики снимались при омощи осциллографа при промышленной и звуковых частотах.

Кривая сопротивления с активирующей добавкой (рис. 8) имеет значиельно более крутой ход и пересекает кривую для сопротивления без доавок. Кривая коэффициента нелинейности в зависимости от напряжености поля для сопротивления без добавок возрастает медленно, стремясь предельному значению 5. Коэффициент елинейности сопротивления с добавками начале растет менее круто, затем крутиза роста его значительно увеличивается.

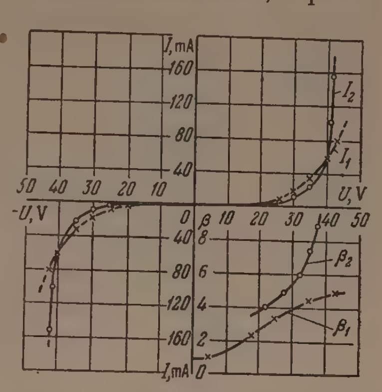


Рис. 8. Вольтамперные характеристики нелинейных сопротивлений, снятые при $t = 20°$: 1 — сопротивление с инертной связкой, 2 — сопротивление с активирующей добавкой

Построение кривых тока в зависимоси от времени при синусоидальном наряжении и гармонический анализ их риближенными методами показал, что опротивление без добавок содержит в ривой тока около 30% третьей гармоники и порядка 3% пятой, в то время как опротивление с активирующей добавкой имеет при том же содержании третьей армоники порядка 15% пятой, 8—9% едьмой, 5% девятой и 3% одиннадцаой гармоники. Тепловые эффекты не оказывали заметного влияния на вольтамперую характеристику сопротивления в ограниченных нами значениях приложенного напряжения, что было проверено помещением сопротивления в корпусе в жидкий воздух.

При повышенных частотах на вольтамперной характеристике нелинейного сопротивления появляется гистерезисная петля (рис. 9). Это говорит о том, что при повышенных частотах сопротивление перестает быть чисто активным и начинает сказываться реактивная составляющая, обусловленная его собственной емкостью. Для получения стабильности характеристик нелинейных сопротивлений с течением времени их рекомендуется защищать от действия влажности окружающего воздуха.

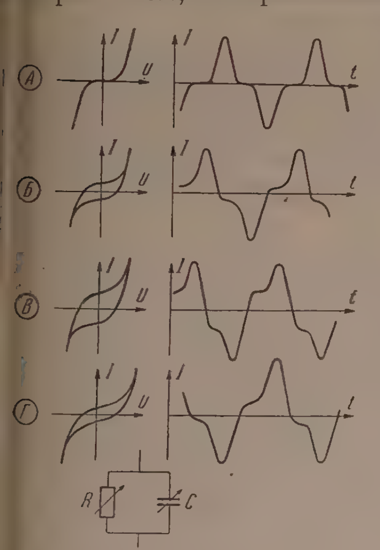


Рис. 9. Осциллограмма тока, текущего через нелинейное сопротивление при различных частотах, и эквивалентная схема сопротивления:

$А — U_m = 15$ V, $f = 100$ Hz, $I_m = 1$ mA;
$Б — U_m = 15$ V, $f = 10\,000$ Hz, $I_m = 1$ mA;
$В — U_m = 15$ V, $f = 20\,000$ Hz, $I_m = 1$ mA;
$Г — U_m = 30$ V, $f = 20\,000$ Hz, $I_m = 1$ mA

Технологический процесс изготовления сопротивлений не сложен и состоит из просеивания компонентов через соответствующие сита, составления массы и тщательного перемешивания. В дальнейшем в массу вводится связующее вещество, обеспечивающее прочность тонкого дискового сопротивления после прессовки его под давлением 4—5 Т см$^{-2}$ до операции обжига. Обжиг производится в электрической печи сопротивления при температуре 1200° в инертной или восстановительной среде, так как воз-

действие кислорода воздуха и образование на зернах карбида крем поверхностных оксидных пленок увеличивает электрическое со тивление комплекса и понижает коэффициент нелинейности. Об цы вместе с печью медл нагреваются до указанной симальной температуры в т ние 3—4 час; затем печь о вает в течение 5—6 час. Д шлифуют и на них нан электроды. Нелинейные со тивления в зависимости от мы включения с нагрузкой, следовательной или паралл ной (рис. 10), могут быть пользованы для импуль техники, в цепях питания р для умножения частоты, сглаживания и стабилиза напряжения, искрогашени контактах и т. д. Изменяя тав массы и технологию и товления, удаётся получать противления на различные том числе и более низкие, чения напряжения, чем те, рактеристики которых прив ны на рис. 8. Внешний вид логабаритных нелинейных ротивлений показан на рис.

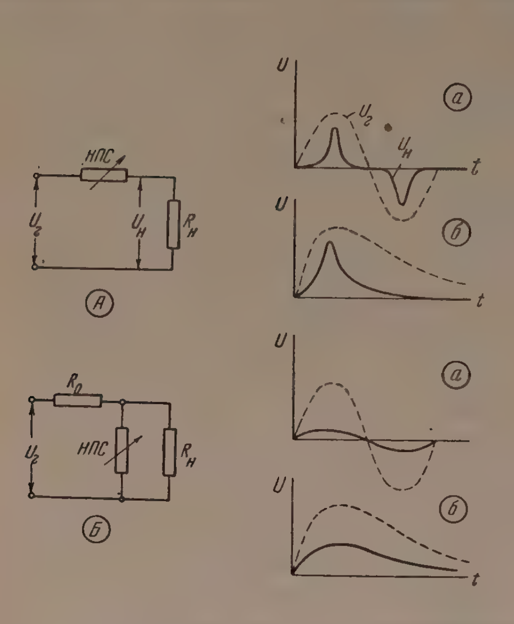


Рис. 10. Последовательное *А* и параллельное *Б* включение нелинейного полупроводникового сопротивления (НПС) с нагрузкой $R_н$. Напряжение питания: *а* — синусоидальное, *б*—импульсное

3. Игнитронные поджигатели

Игнитронные выпрямители представляют собой одну из разновидно выпрямителей с ртутным катодом. Отличие игнитронных выпрямит от обычных ртутных выпрямителей заключается в том, что катодное п на поверхности ртути, являющееся источником свободных электро возникает у них периодически благодаря пропусканию импульсов

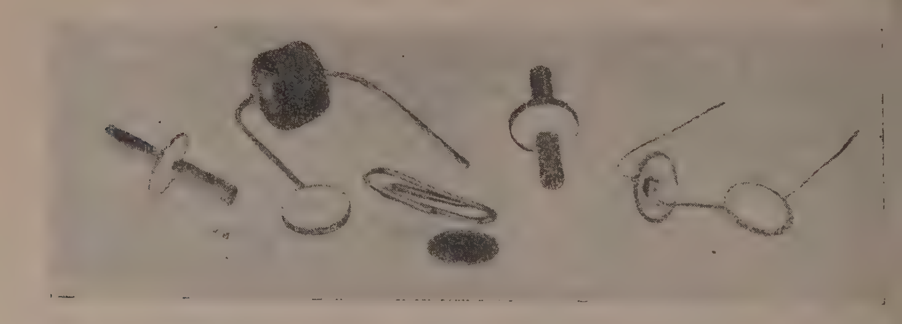


Рис. 11. Внешний вид малогабаритных нелинейных полупроводниковых сопротивлений

через полупроводниковый поджигатель. Результаты разработки цел прессованных поджигателей с повышенной механической прочно были опубликованы [11]; внешний вид двух типов поджигателей пок на рис. 12.

К полупроводниковому материалу поджигателя предъявляются дующие требования: он должен иметь удельное электрическое сопр

жение $1 \div 10\,\Omega\cdot$см, не смачиваться ртутью, не портить вакуума в колбе выпрямителя, не бояться повышенных температур до 600—700° и обладать механической прочностью на изгиб свыше 100 кг см$^{-2}$, с тем чтобы конец поджигателя не обломился при ударах ртути в процессе перевозки и эксплуатации. Основными электрическими параметрами поджигателя являются напряжение и ток в момент поджигания.

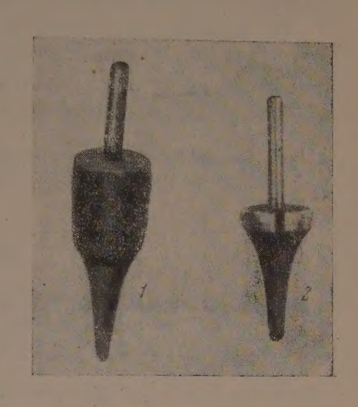


Рис. 12. Внешний вид двух типов полупроводниковых поджигателей: *1* — с запрессованным молибденовым держателем, *2* — с контактом в виде коронки

Изготовляемые в массовом производстве поджигатели характеризуются средним значением напряжения поджигания 100 V и тока поджигания 4 А. Поджигатели прессуются из порошкообразного карбида кремния и кристаллического кремния на бакелитовой связке. Отпрессованные поджигатели подвергаются высокотемпературному обжигу в течение 1 мин в специальной обмазке. Параметрами поджигания готового поджигателя можно управлять, изменяя шероховатость поверхности его при помощи ионной бомбардировки. Это возможно сделать потому, что механизм поджигания, как это следует из большинства работ [11—14], обусловлен автоэлектронной эмиссией из ртутного катода в микрозазорах между телом поджигателя и охватывающей его конец ртутью. Поджигание наблюдается тогда, когда напряженность электрического поля в переходном слое (рис. 13) достигнет определенного значения. При этом плотность тока поджигания должна также быть определенной для полупроводника с известным значением удельного электрического сопротивления:

$$E = \rho_{п}\cdot j. \tag{7}$$

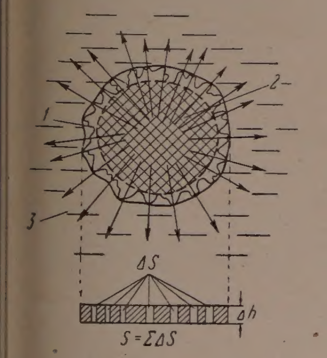


Рис. 13. Переход тока из поджигателя в ртуть: *1* — переходный зубчатый слой, *2* — тело поджигателя, *3* — ртуть

Ток поджигания

$$I = j\cdot S, \tag{8}$$

где S — площадь зубчиков кольцевого слоя вблизи поверхности ртути (рис. 13), через которую ток из поджигателя переходит в ртуть. Ввиду того что $\rho_{п}\gg\rho_{рт}$, высота переходного слоя Δh будет мала.

Меняя шероховатость поверхности, мы можем уменьшать S, а следовательно, и величину тока поджигания.

Напряжение поджигания

$$U = U_{т} + U_{п} = IR_{т} + U_{п}, \tag{9}$$

где $U_{т}$ — падение напряжения на теле поджигателя, $U_{п}$ — падение напряжения на переходном слое, $R_{т}$ — сопротивление тела поджигателя.

Уменьшая величину тока поджигания, мы тем самым уменьшаем падение напряжения на теле поджигателя, а потому и общее значение напряжения поджигания.

За границей игнитронные поджигатели изготовляют также из карбида бора и окиси бериллия [14].

Заключение

1. На основе карбида кремния изготовляется большое число электротехнических изделий: вилитовые разрядники, нелинейные сопротивления для целей автоматики, силитовые нагреватели, термокомпенсаторы, игнитронные поджигатели и волноводные поглощающие нагрузки.

2. Ввиду того что карбид кремния стал широко используемым эл ротехническим материалом, необходимо добиться, чтобы заводы, прои дящие SiC (Запорожский, Ташкентский), выпускали некоторое количе его по техническим условиям, в которых нормировались бы основ электрические параметры (удельное сопротивление и др.).

3. Карбид кремния обладает многими интересными свойствами линейность, высокая нагревостойкость, твердость и прочность моно сталлов), вследствие чего желательно производить его дальнейшее изуче с целью расширения областей электротехнического применения.

Ленинградский электротехнический
институт имени В. И. Ульянова (Ленина)

Цитированная литература

1. Техника измерений на сантиметровых волнах, под ред. Г. А. Ремеза, стр. 336. 1.— Сов. радио, 1949.
2. Teal G. K., Rigterink M. D., Froch G. K. Tr. AIEE, 67, pt. 419 (1948).
3. Teal G. K., El. En. S. 8, 754 (1948).
4. Sommerfeld A., Optik 4, 33 (1950).
5. Teszner M. S., Seguin P., Millet I., Ann. Tetecom, 8, 271 (1953).
6. Пружинина-Грановская В. И., Электричество, 7, 32 (1945).
7. Богородицкий Н. П., Воробей Э. Ф., ЖТФ, 24, вып. 5,811 (19
8. Schwertz F. A., Mazenko I. I., J. Appl. Phys., 24, 8, 1015 (1953).
9. Горев А. А., Пирязева А. Н., ЖТФ, 21, вып. 12, 1469 (1951).
10. Teszner M. S., Bull. Soc. Franc. Electr. 4, *40* (1954).
11. Пасынков В. В., ЖТФ, 25, вып. 3 (1955).
12. Slepian I., Ludwig L., Tr. AIEE, *52*, 693 (1933).
13. Arnott E. F., J. Appl. Phys., 12, 660 (1941).
14. Rigrod W. W., J. Appl. Phys., 22, 787 (1951).
